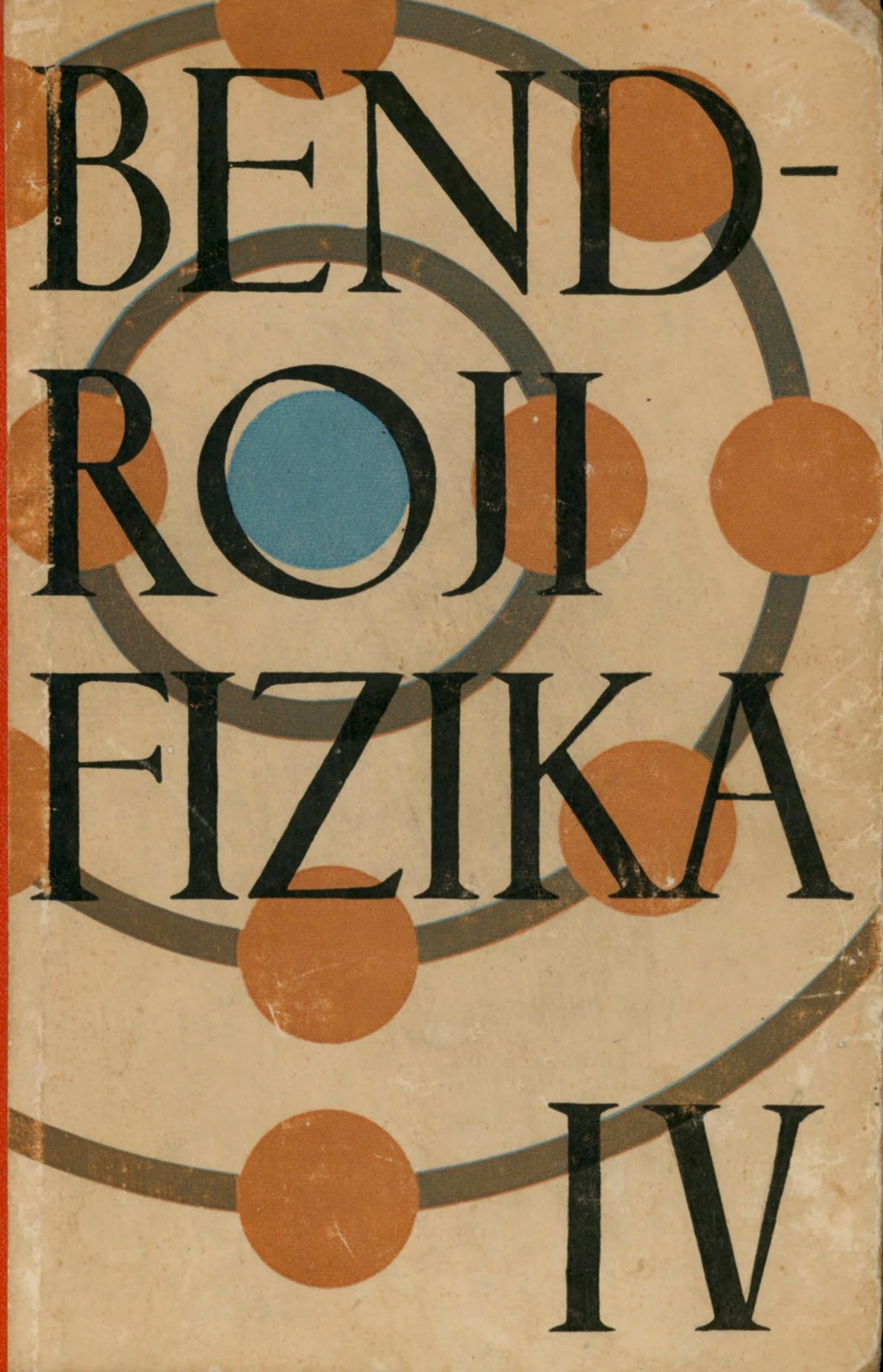




BEND-
ROJI
FIZIKA

IV

P. BRAZDŽIŪNAS

BENDROJI FIZIKA

IV DALIS

*Lietuvos TSR Ministrų Tarybos
Valstybinio aukštojo ir specialiojo vidurinio
mokslo komiteto leista naudoti vadovėliu
respublikos aukštosiose mokyklose*

Redagavo A. Sileika



LEIDYKLA „MINTIS“

VILNIUS — 1965

*Lietuvos TSR Ministrų Tarybos
Valstybinio aukštojo ir specialiojo vidurinio mokslo komiteto
Mokslinės-metodinės tarybos Fizikos-matematikos sekcijos
peržiūrėta ir pritarta*

MOKSLO APIE ATOMUS TRUMPŲ APŽVALGŲ PRATARMĖ

Pateikiama skaitytojui bendrosios fizikos IV dalis. Ja baigiamas visas bendrosios fizikos kursas, skaitomas besimokančiam fizikos aukštosiose mokyklose jaunimui. Šioje dalyje yra nagrinėjami pagrindiniai atominės, branduolinės ir kietojo kūno fizikos klausimai, trumpai aptariami svarbesnieji kosminių spindulių bei molekulinųjų spektrų reiškiniai, skiriant daugiau dėmesio elementariosioms dalelėms. Knyga parašyta, prisilaikant to paties metodo, koks buvo naudotas, rengiant pirmąsias tris dalis.

Rengiant šią knygą, vertingų patarimų bei nurodymų suteikė jos recenzentas docentas V. Mickevičius, fiz. mat. m. k. A. Šileika ir leidyklos redaktorius D. Mėlynienė; jiems nuoširdžiai dėkoju. Dėkoju ir P. Breivei, padėjusiam paruošti knygai iliustracijas.

Apie pastebėtus trūkumus, kurių neabejotinai pasitaikys šioje knygoje, maloniai prašome pranešti jos autoriui.

Autorius

MOKSLO APIE ATOMĄ RAIDOS TRUMPA APŽVALGA

Jau senovėje buvo linkstama manyti, kad medžiaga yra sudėta iš smulkių dalelių. Tokių minčių sutinkame antikinių graikų filosofų veikaluose. Anaksagoras (500—428 m.p.m.e.) mokė, kad visi daiktai yra sudėti iš pirminių smulkiausių dalelių — „grūdelių“. Tačiau tie filosofai pirmines nekintamas daleles laikė kokybiškai skirtingomis. Vėlesniais laikais Leukipas (apie 500—440 m.p.m.e.) ir ypač Demokritas (460—370 m.p.m.e.) paneigė šį kokybinį jų skirtumą. Demokrito atomistikos pagrindiniai teiginiai buvo tokie: 1) iš nieko niekas nepasidaro; niekas negali būti sunaikintas; 2) tuščioje erdvėje yra tik atomai (žodis „atomas“ kilęs iš dviejų graikiškų žodžių: *a* „ne“ ir *temnein* „piauti“, taigi atomas reiškia „nedalomas“); 3) atomų yra be galo daug, ir jų forma labai įvairi; visi daiktai skiriasi dėl to, kad skiriasi jų atomų skaičius ir tvarka; atomai kokybiškai nesisiskiria vienas nuo kito. Atomų judėjimas bei jų susidūrimai sudarą pasaulių pradžią.

Tolesnis žymus atomistikos raidos šuolis buvo Epikūro (342—270 m.p.m.e.) atomistika. Pastarasis iškelia gamtos ir visuomenės dėsningo vystymosi idėją, spėlioja, kokie galėtų būti to vystymosi dėsniai. Epikūro atomistikos teiginius labai gražiai išdėstė jo pasekėjas — romėnų filosofas ir poetas Lukrecijus Kara (94—51 m.p.m.e.) poemoje „Apie daiktų prigimtį“.

Šios visos idėjos rėmėsi tik spėliojimais ir vėliau buvo pamirštos. Fizikos mokslas ilgai vystėsi, kol šios mintys virto gamtos pažinimo faktais. Tik XVIII a. jos vėl iškilo aikštėn, jau nebe kaip filosofinė idėja, bet kaip eksperimentinio patyrimo išvada, paremta chemijos junginių tyrimo rezultatais.

Chemijos mokslą sukūrė Lomonosovas (1711—1765) ir Lavuazjė (1743—1794), atlikę pagrindinius chemijos tyrimus. Vystydamosi kiekybinės analizės keliu, chemija greitai tarpsta ir atranda daug labai svarbių dėsnių, pvz., energijos ir medžiagos išsilaikymo, 1804 m. Daltono (1766—1844) paskelbtą kartotinių santykių dėsni ir kt. Pastarasis — kartotinių santykių dėsnis — aiškiai rodo, kad medžiagos struktūra (sandara) yra atominė: medžiagos smulčiausios dalelės yra atomai; jie sudaro molekules. Atominį ir molekulinį chemijos pagrindą jau padėjo Daltono pirmtakas Lomonosovas, paskelbęs judėjimo ir materijos išsilaikymo dėsni, sukūręs molekulinės-kinetinės šilumos ir dujų teorijos pagrindus. Jis teigė, kad visų fizikinių reiškinių pagrindą sudaro „nejautrios dalelės“ — korpuskulės, kurių dydis, pavidalas, išsidėstymas, inercija bei judėjimas sąlygoja fizikinių kūnų savybes (jų tūrį, spalvą, kietumą ir kt.). Apskritai, ankstesniojo periodo (Demokrito) atomistų pažiūromis vadovosi įžymieji fizikai ir chemikai (Galilėjus, Niutonas, Boilis, Lomonosovas ir kt.). Atomistikos vaizdiniai tvirtai įsigyveno XVIII ir XIX a. fizikos moksle ir pasidarė jo pagrindu.

XIX a. pirmojoje pusėje išaiškėja ir elektros atominė struktūra. XVIII a. Epinus (1724—1802) iškėlė elektros išsilaikymo dėsni. Vėliau Faradėjus (1791—1867), ištyręs elektrolizės reiškinius, surado, kad iš elektrolito išskirti vienvalentės medžiagos vienam gramekvivalentui (tokiam medžiagos gramų skaičiui, koks yra jos atominis svoris) reikia per elektrolitą praleisti elektros kiekį $Q = 96\,491$ C. Taigi laikant, kad visos išskiriamos medžiagos dalelės neša vienodą elektros krūvį, kiekvienas išskirtas jonas neš elektros kiekį

$$e = \frac{Q}{N} = \frac{96\,491}{6,025 \cdot 10^{23}} \text{ C} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C},$$

atseit, elementarų elektros krūvį.

XIX a. pabaigoje buvo plačiau ištirti elektros srovės reiškiniai, kai ji teka praretintomis dujomis, ir atrasti katodiniai spinduliai. Iš jų nukrypimų elektriniame ir magnetiniame laukuose buvo nustatyta, kad juos sudaro elektringos dalelės, kurių specifinis krūvis $e/m = 1,7589 \cdot 10^8 \frac{\text{C}}{\text{g}}$. Šios dalelės buvo pavadintos elektronais. Pasirodė, kad jų elektros krūvis yra lygus

elementariam elektros krūviui. Kiek vėliau, ištyrus radioaktyviųjų medžiagų spinduliavimą, buvo atrasti β -spinduliai, kuriuos taipgi sudaro elektronų srautas.

Atominė elektros struktūra galutinai buvo nustatyta Milikeno (1868—1953), kuris 1911 m. išmatavo, koku mažiausiu kiekiu gali pasikeisti elektringos dalelės elektros krūvis (II d. § 14). Taigi šiuo metu yra tvirtai nustatyta, kad atominę (kvantinę) struktūrą turi ne tik medžiaga, bet ir elektra. O magnetiniai reiškiniai yra sukeliama judančių elektros krūvių, todėl kvantinė struktūra pasižymi ir magnetizmas. Atomo ir branduolio fizikos tyrimai visiškai patvirtina tokį medžiagos, elektros ir magnetizmo struktūros vaizdavimą.

Iki XIX a. pabaigos atomas buvo laikomas nedaloma, be struktūros dalele. XX a. pradžioje Rezerfordo (1871—1937) α -dalelių išbarstymo, einant joms per plonus metalo sluoksnius (folijas), padaryti tyrimai parodė, kad atomas yra sudėtas dar iš smulkesnių dalelių. 1913 m. Boras (1885—1962), remdamasis Rezerfordo tyrimais, paskelbė planetinį atomo struktūros modelį, sudarytą iš atomo branduolio ir tam tikromis stacionarinėmis orbitomis (apskritimais) skriejančių elektronų. Ši atomų struktūros kvantinė teorija, aiškindama atominių spektrų dėsningumus, rėmėsi keliais postulatais bei principais, kaip antai: stacionariųjų orbitų, dažnumų postulatais, Paulio (1900—1958) draudimo, korespondencijos ir kt. Ir tik 1926 m. Šredingerio (g. 1887 m.) bei Heizenbergo (g. 1901 m.) sukurtoji kvantinė mechanika griežtai matematiškai išaiškino atomo struktūros dėsningumus.

1896 m. Bekerelis (1852—1908) atrado radioaktyvumo reiškinius. 1897—1898 m. P. Kijuri (1859—1906) ir Skladovska-Kijuri (1867—1934) išskyrė pirmuosius natūralius radioaktyviuosius elementus polonį ir radį. 1903 m. Sodis (1877—1956) kartu su Rezerfordu susekė radioaktyviųjų reiškinių dėsningumus ir paskelbė radioaktyvaus skilimo teoriją. Tyrimais buvo nustatyta, kad kai kurių sunkiųjų cheminių elementų atomų branduoliai skyla savaime, atseit, jie yra sudėti. Vėliau atomų branduoliai buvo pradėti skaldyti dirbtiniu būdu. 1919 m. Rezerfordas, daužydamas radžio (Ra) spinduliuojamomis α -dalelėmis azoto atomų branduolius, juos suskaldė ir pavertė deguonies branduoliais. Tai buvo pirmoji branduolinė reakcija.

Atomų branduolių radioaktyvusis skilimas ir jų dirbtinis skaldymas parodė, kad jie yra dar labai sudėtingos dalelės. Iš pradžių atomų branduolius buvo bandyta sudėti iš protonų (vandenilio atomo branduolių) ir elektronų, nes tik tokios elementarios dalelės tuo metu tebuvo žinomos. Tačiau, taip juos sudėjus, kai kurių atomų mechaninių bei magnetinių ypatybių arba spektro linijų struktūros dėsningumų aiškinimas prieštaravo eksperimentinio tyrimo rezultatams.

Daug žinių apie atomų branduolių struktūrą gauta, tiriant kosminį spinduliavimą. Tiriant Žemės plutos radioaktyvųjį spinduliavimą, buvo pastebėta, kad, kylant aukštn, spinduliavimas stiprėja. Tai rodė, kad į Žemės paviršių krinta sklindantieji erdvėje spinduliai. Jie buvo susekti 1912 m. ir pavadinti kosminiais. Smulkiau ištyrus tuos spindulius, paaiškėjo, kad arti Žemės paviršiaus juos sudaro elementarių dalelių srautai — antriniai kosminiai spinduliai, kuriuos sukelia pirminiai — atklydusios iš kosmoso ir turinčios didelę energiją dalelės, kurios sąveikoja su Žemės atmosferoje esančiais atomų branduoliais bei skaldo juos. Antriniuose kosminiuose spinduliuose buvo aptikta daug naujų elementarių dalelių. 1932 m. Andersonas (g. 1905 m.) atrado juose pozitroną; 1936 m. Andersonas ir Nedermajeris susekė μ -mezonus, 1947 m. Pouelis (g. 1903 m.) π -mezonus. 1951—1952 m. Alichanianas (g. 1908 m.) ir Alichanovas (g. 1904 m.) kosminių spindulių elektringų dalelių spektre susekė sunkiuosius mezonus (zeta-, tau-, ka-, ve- bei chi- ir kitus). Kai buvo sukonstruoti galingi elektringų dalelių greitintuvai (pvz., pagreitinantis iki 10^{10} eV protonus sinchrofazotronas Dubne), juose buvo gautos dalelės, aptiktos kosminiuose spinduliuose, bei visai naujos dalelės.

Visoms elementarioms dalelėms yra būdinga tai, kad jos visos yra vienokiu arba kitokiu būdu susijusios tarp savęs ir skildamos virsta vienos kitomis. Be to, kiekviena elementari dalelė turi savo antipodą, pvz., elektronas — pozitroną, teigiamas protonas — neigiamą protoną ir pan. Elementarios dalelės, susidūrusios su savo antipodais, anihiliuojasi, pavirsdamos spinduliavimo kvantais $h\nu$. Apskritai, labai didelės energijos elementarių dalelių savitarpio sąveikos tyrimai žymiai pagilino medžiagos pažinimą ir iškėlė antimedžiagos bei antipasaulių problemas.

Atomų branduolių struktūrai pažinti labai svarbią reikšmę turėjo neutrono atradimas. Jau 1930 m. buvo pastebėta, kad, daužant berilio branduolius α -dalelėmis, yra spinduliuojamas labai skvarbus spinduliuavimas, kuris iš pradžių buvo laikomas γ -spinduliuavimu. Vėliau F. Zolio-Kiuri (1900—1958) ir I. Zolio-Kiuri (1897—1956) susekė, kad, šiems spinduliams veikiant, susidaro greitų atatrunkos protonų srautas. 1932 m. Čedvikas (g. 1891 m.), smulkiau ištyręs kilusį, daužant berilį, spinduliuavimą, nustatė, kad jį sudaro neutralių (neelektringų) dalelių srautas. Dalelių masė yra labai artima protonų masei. Šios dalelės buvo pavadintos neutronais. Atradus neutroną, pasirodė, kad atomų branduoliai sudėti iš protonų ir neutronų. Tokių branduolių struktūros teoriją yra sukūręs 1932 m. Ivanenka (g. 1904 m.). Ši teorija panaikino anksčiau minėtus prieštaravimus tarp teorinių ir eksperimentinių tyrimų rezultatų.

Atomų branduolių struktūros tyrimai ne tik atidengė vieną iš įdomiausių gamtos paslapčių, bet ir atvėrė naujus milžiniškus energijos šaltinius. 1939 m. Hanas ir Štrasmanas, dauždami U_{92} branduolius neutronais, suskaldė juos į lengvesnių atomų branduolius. Taip dalijantis urano branduoliui, yra išlaisvinami 2—3 neutronai ir išskiriamas didelis energijos kiekis. Ši reakcija vėliau tapo grandininę reakcijų, kurios naudojamos reaktoriuose atominei energijai gauti, pagrindu. Pirmąją grandininę reakciją eksperimentiškai sukėlė 1942 m. Fermis (1901—1954).

Pastaraisiais metais pradėtos plačiai tirti termobranduolinės reakcijos, vykstančios labai aukštoje temperatūroje. Čia lengvųjų (H) atomų branduoliai susijungia į sunkesnius (He) branduolius, išsiskiriant žymiai didesniems energijos kiekiams už gaunamus grandininėse reakcijose. Dabartiniu metu pagrindinis šių tyrimų uždavinys yra rasti būdą toms reakcijoms valdyti. Termobranduolinių reakcijų valdymo būdus tyrė Arcimovičius (g. 1909 m.) ir Leontovičius (g. 1903 m.), panaudodami galīgus impulsinius išsielektrinimus dujose. Jie pirmą kartą pasiekė milijonų laipsnių eilės temperatūrą.

Branduolinės fizikos tyrimai žymiai išplėtė ir pagilino mūsų žinias apie medžiagos struktūrą, atidengdami labai sudėtingą medžiagos sudėtį.

ELEKTRINGŲ DALELIŲ JUDEJIMAS JĖGŲ LAUKE

I SKYRIUS

ELEKTRINGŲ DALELIŲ JUDEJIMAS MAGNETINIAME IR ELEKTRINIAME LAUKE

§ 1. ELEKTRINGŲ DALELIŲ JUDEJIMAS KOMBINUOTAME LAUKE

Skriejančias magnetiniame bei elektriniame lauke elektringas daleles veikia jėga, kuri iškreipia jas iš pradinės jų judėjimo krypties. Tų dalelių nuokrypis priklauso nuo jų greičio, lauko stiprumo bei skriejimo krypties lauke. Didesnės masės dalelės iškreipiamos mažiau, kaip mažesnės. Elektringų dalelių nuokrypio laukuose reiškinyms naudojamas fizikos tyrimuose jų prigimčiai išaiškinti, izotopams susekti ir ištirti ir kt.; be to, šis reiškinyms labai plačiai taikomas praktikoje: elektroniniuose matavimo prietaisuose, radiotechnikos bei automatikos įrenginiuose ir daug kur kitur. Todėl pravartu susipažinti su juo nuodugniau.

Tegul elektringa masės m ir nešanti elektros krūvį q dalelė skrieja greičiu $\mathbf{v}$ skersai elektrinį lauką. Kai jos greičio kryptis yra statmena elektrinio lauko $\mathbf{E}$ kryptčiai, tai dalelę veikianti jėga (II d. § 99)

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E}. \quad (1,1)$$

Skriejant dalelei magnetiniame lauke $\mathbf{H}$, ją veikia Lorencio jėga (II d. § 99)

$$\mathbf{F} = q[\mathbf{vH}]. \quad (1,2)$$

Kartais tyrimuose arba praktikoje naudojami vadinamieji *kombinuoti laukai*: elektrinis ir magnetinis laukai vienas kitą užkloja, nukreipti lygiagrečiai (bei antilygiagrečiai) arba statmenai vienas kitam. Tokiame kombinuotame lauke skriejančią elektringą dalelę veikia jėga $\mathbf{F}$, kuri lygi abiejų anksčiau minėtų elektrinės ir magnetinės jėgų vektorinei sumai:

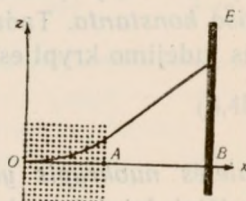
$$\mathbf{F} = q\{\mathbf{E} + [\mathbf{vH}]\}. \quad (1,3)$$

Tačiau elektringoms dalelėms nukreipti dažniausiai vartojame vieną kurį (elektrinį arba magnetinį) lauką arba abu, bet sudarytus skirtingose vietose.

§ 2. ELEKTRINGŲ DALELIŲ NUOKRYPTIS MAGNETINIAME LAUKE

Tegul elektringa dalelė skrieja greičiu $\mathbf{v}$ skersai ($\mathbf{v} \perp \mathbf{H}$) magnetinio lauko $\mathbf{H}$ ašies x kryptimi ir pasiekia ekraną E (1 pav.). Magnetinis laukas nukreiptas ašies y kryptimi. Tuomet dalelė bus nukreipta ašies z kryptimi. Pažymėkime ekrano nuotolį OB nuo koordinatinių pradžios O , magnetinio lauko plotį $OA = a$. Veikianti dalelę jėga

$$\mathbf{F} = m \frac{d^2 \mathbf{z}}{dt^2} = q [\mathbf{v} \mathbf{H}]. \quad (2,1)$$



1 pav.

Pradinės judėjimo sąlygos yra tokios: $H_x = H_z = 0$, $H = H_y$ ir $v = v_x$; $v_y = v_z = 0$. Išlėkusios iš magnetinio lauko dalelės greičio dedamoji $v_z \neq 0$; taigi tuomet $v^2 = v_x^2 + v_z^2$. Tačiau $v_z \ll v$, todėl apytikriai galime laikyti, kad $v \approx v_x$. Parašę lygtį (2,1) analizinę formą ir atsižvelgę į pradines sąlygas, gauname:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{q}{m} \frac{dx}{dt} H. \quad (2,2)$$

Turėdami galvoje, kad

$$\frac{d}{dt} = \frac{d}{dx} \frac{dx}{dt},$$

dalelės judėjimo lygtį (2,2) galime taip išreikšti:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dz}{dx} \right) = \frac{q}{mv} H. \quad (2,3)$$

Pastarąją lygtį suintegruokime du kartus: vieną kartą ribose nuo 0 iki x , tada turime:

$$\frac{dz}{dx} = \frac{q}{mv} \int_0^x H dx,$$

ir kitą — nuo 0 iki l , gauname:

$$z = \frac{q}{mv} \int_0^l dx \int_0^x H \cdot dx = \frac{q}{mv} \int_0^l (l-x) H \cdot dx. \quad (2,4)$$

Pažymėkime: $\int_0^l (l-x) H \cdot dx = A$. Šis dydis priklauso tik nuo naudojamo tyrimui prietaiso konstrukcijos: nuo magnetinio lauko stiprumo H , jo pločio a ir ekrano nuotolio l . Jį vadiname *prietaiso konstanta*. Tada elektringos dalelės nuokrypis nuo pradinės judėjimo krypties, skriejant jai skersai magnetinį lauką,

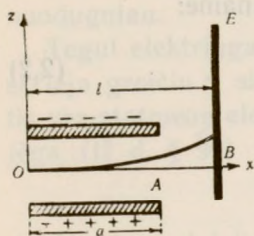
$$z_m = \frac{q}{mv} A. \quad (2,5)$$

Dalelės nuokrypis yra atvirkščiai proporcingas jos judėjimo greičiui. Jei dalelė skries išilgai magnetinio lauko ($\mathbf{v} \parallel \mathbf{H}$), tai jos nuokrypis $z_m = 0$, nes $\mathbf{F} = 0$.

§ 3. ELEKTRINGŲ DALELIŲ NUOKRYPIS ELEKTRINIAME LAUKE

Iš pradžių panagrinėkime judančios skersai ($\mathbf{v} \perp \mathbf{E}$) elektrinį lauką dalelės nuokrypį. Tegul ji skrieja ašies x kryptimi (2 pav.); elektrinio lauko kryptis sutampa su ašies z kryptimi. Tada dalelės pradinės judėjimo sąlygos yra tokios:

$$E_x = E_y = 0, \quad E = E_z \quad \text{ir} \quad v = v_x; \quad v_y = v_z = 0.$$



2 pav.

Išlėkusios iš elektrinio lauko dalelės greitis $v \approx v_x$, nes $v_z \ll v_x$.

Šiuo atveju dalelės judėjimo lygtis yra tokia:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{q}{m} E. \quad (3,1)$$

Ji visai panaši į anksčiau jau nagrinėtą lygtį (2,2). Padarę panašų pakeitimą ir du kartus suintegravę nuo 0 iki x ir nuo 0 iki l , gauname:

$$z = \frac{q}{mv^2} \int_0^l (l-x) E \cdot dx \quad (3,2)$$

arba, pažymėję $\int_0^l (l-x) E \cdot dx = B$,

$$z_e = \frac{q}{mv^2} B; \quad (3,3)$$

čia B yra prietaiso konstanta. Taigi *elektriniame lauke dalelės nuokrypis yra atvirkščiai proporcingas jos greičio kvadratui*.

Kai elektringa dalelė skrieja išilgai ($\mathbf{v} \parallel \mathbf{E}$) elektrinio lauko, jos judėjimą nusako lygtis

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = qE, \quad (3,4)$$

arba

$$m \frac{dv}{dt} = qE. \quad (3,4b)$$

Padauginę abi lygties puses iš v , turime:

$$mv \frac{dv}{dt} = qvE.$$

Pažymėkime elektrinio lauko potencialą U ; tuomet $E = -\frac{dU}{dx}$. Įrašę šį E reiškinį į pastarąją lygtį, turime:

$$mv \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} mv^2 \right) = -q \frac{dU}{dt},$$

arba

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} mv^2 + qU \right) = 0. \quad (3,5)$$

Lygtis (3,5) išreiškia energijos išsilaikymo dėsnį, pritaikytą skriejančiai išilgai elektrinio lauko elektringai dalelei. Prabėgusios įtampą $U_1 - U_2$ elektringos dalelės kinetinė energija padidėja dydžiu

$$\frac{1}{2} m (v_2^2 - v_1^2) = -q (U_2 - U_1) = q (U_1 - U_2) = qU.$$

Atominėje fizikoje elektringųjų dalelių energija dažniausiai išreiškiama *elektronvoltais* (eV). $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

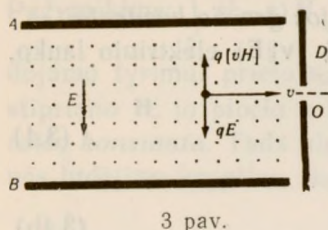
Igytasis dalelės greitis, prabėgus jai įtampą U ,

$$v = \sqrt{\frac{2qU}{m}}. \quad (3,6)$$

Todėl kartais elektringų dalelių greitis nusakomas voltais.

§ 4. ELEKTRINGŲ DALELIŲ PLUOSTO MONOCHROMATIZAVIMAS IR FOKUSAVIMAS

Elektringų dalelių nuokrypiu elektriniame ir magnetiniame lauke naudojamosi monochromatiniam, t. y. vienodo greičio, dalelių pluoštui gauti. Dažniausiai dalelių pluoštas monochromatizuojamas, leidžiant jį pro kombinuotą (sukryžiuotą elektrinį ir magnetinį) lauką (3 pav.). Laukų stiprumai E ir H bei jų kryptys parenkamos tokios, kad lekiančią skersai juos elektringąją dalelę veikty priešingai nukreiptos ponderomotorinės jėgos qE ir $q[vH]$; dalelė, pralėkdama laukus, nenukryps tik tada, kai



3 pav.

matizuojamas, leidžiant jį pro kombinuotą (sukryžiuotą elektrinį ir magnetinį) lauką (3 pav.). Laukų stiprumai E ir H bei jų kryptys parenkamos tokios, kad lekiančią skersai juos elektringąją dalelę veikty priešingai nukreiptos ponderomotorinės jėgos qE ir $q[vH]$; dalelė, pralėkdama laukus, nenukryps tik tada, kai

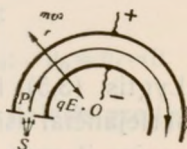
$$q\{E + [vH]\} = 0,$$

taigi, kai jos greitis

$$v = \frac{E}{H}. \quad (4.1)$$

Atseit, tik tokiu greičiu lekiančios elektringos dalelės gali pralėkti pro diafragmos D angelę O ; o visos kitos, skriejančios kitoku greičiu, sulaikomos šios diafragmos. Išėjęs pro diafragmą, elektringų dalelių pluoštelis yra monochromatinis.

Elektringųjų dalelių pluoštui monochmatizuoti dažnai naudojamas vien tik elektrinis cilindrinis laukas, koks susidaro cilindriniam kondensatoriuje (4 pav.). Šaltinio S emituotos ir pagreitintos dalelės pro plyšelį P įlekia į kondensatorių. Čia jas veikia elektrinė jėga, kreipdama jas centro O link. Todėl jos skrieja iškreivinta trajektorija, ir jų judėjimą nusako tokia lygtis:



4 pav.

$$qE = \frac{mv^2}{r}.$$

Jei tarp kondensatoriaus cilindrinųjų paviršių yra sudaryta įtampa U , tai elektrinio lauko stiprumas

$$E = \left| \frac{dU}{dr} \right|,$$

taigi

$$\frac{dr}{r} = \frac{q}{mv^2} dU.$$

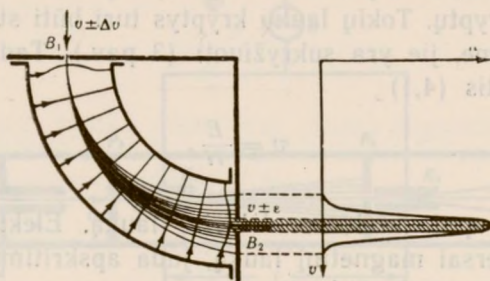
Pažymėkime elektringas daleles pagreitinančią įtampą U_0 , tada $v^2 = \frac{2qU_0}{m}$ ir

$$\int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{1}{2U_0} \int_0^{U_k} dU, \quad (4,2)$$

čia U_k yra cilindrinio kondensatoriaus išorinio paviršiaus potencialas; vidinio paviršiaus jis lygus nuliui; r_2 ir r_1 — kondensatoriaus paviršių kreivumo radiusai. Suintegravę turime:

$$U_k = 2U_0 \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (4,3)$$

Vadinasi, sudarius tarp kondensatoriaus paviršių tam tikrą įtampą U_k , per kondensatorių gali pralėkti tik įtampos U_0 pagreitintos dalelės, taigi turinčios tam tikrą energiją (ir greitį). Atseit, cilindrinis kondensatorius veikia kaip greičių filtras. Jo veikimą pavaizduoja 5 pav. Jei įeinančių į kondensatorių pro plyšelį B_1 elektringų dalelių greitis kinta tarpe $v \pm \Delta v$, tai išlekiančių iš kondensatoriaus pro B_2 dalelių greitis besikeis tik



5 pav.

žymiai siauresniame tarpe $v \pm \varepsilon$. Dešinėje pusėje pavaizduotas dalelių greičių pasiskirstymas, prieš joms praeinant ir praėjus kondensatorių (brūkšniuotoji dalis).

Taip sudarytas cilindrinis elektrinis laukas ne tik monochromatizuoja, bet ir suglaudžia prasiskleidžiančius elektringų da-

lelių pluoštus. Juzo ir Rožanskio tyrimai parodė, kad išėjęs iš plyšelio prasiskleidžiantis dalelių pluoštas, praėjęs cilindriniam kondensatoriuje lanką $\frac{\pi}{\sqrt{2}} = 127^{\circ}17'$, vėl suglaudžiamas. Tai gi radialinis elektrinis laukas pasižymi ypatybe glausti (fokusuoti) elektringų dalelių pluoštus. Prasiskleidžiantį elektringų dalelių pluoštą galime suglausti taipgi ir magnetiniu lauku, judant joms išilgai (III d. § 93) arba skersai vienalyčio magnetinio lauko. Tokia ypatybe pasižymi sukamųjų paviršių konfigūracijos, arba ašiniai laukai. Jie plačiai naudojami elektroninėje mikroskopijoje ir elektronikoje.

§ 5. ELEKTRINGŲ DALELIŲ SPECIFINIO KRŪVIO MATAVIMAS

Elektringų dalelių prigimčiai pažinti yra svarbu išmatuoti jų nešamo elektros krūvio q santykį su jų mase m . Šį santykį q/m vadiname *elektringos dalelės specifiniu krūviu*. Jį galime išmatuoti įvairiais būdais.

Elektringos dalelės, pralėkdamos skersai elektrinį bei magnetinį lauką, nukrypsta, veikiamos elektrinės $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$ ir magnetinės jėgos $\mathbf{F} = q[\mathbf{v}\mathbf{H}]$; čia $\mathbf{E}$ ir $\mathbf{H}$ yra elektrinio ir magnetinio lauko stiprumas, q — dalelės elektros krūvis, $\mathbf{v}$ — dalelės greitis. Sudarykime elektrinį ir magnetinį laukus tokios krypties ir tokio stiprumo, kad, pralėkdama skersai juos, elektringa dalelė visai nenukryptų. Tokių laukų kryptys turi būti statmenos tarp savęs; sakome, jie yra sukryžiuoti (3 pav.). Tada elektringos dalelės greitis (4,1)

$$v = \frac{E}{H}. \quad (5,1)$$

O dabar panaikinkime elektrinį lauką. Elektringa dalelė, lėkdamas skersai magnetinį lauką, juda apskritimu, kurio kreivumo radiusą nusako ši lygtis:

$$\frac{mv^2}{r} = Hqv; \quad (5,2)$$

iš čia elektringos dalelės specifinis krūvis

$$\frac{q}{m} = \frac{v}{Hr}$$

arba, įstačius v reikšmę iš (5,1),

$$\frac{q}{m} = \frac{E}{H^2 r}. \quad (5,2a)$$

Dabar išmatuokime elektringų dalelių nukrypimą magnetiniame lauke (2,5)

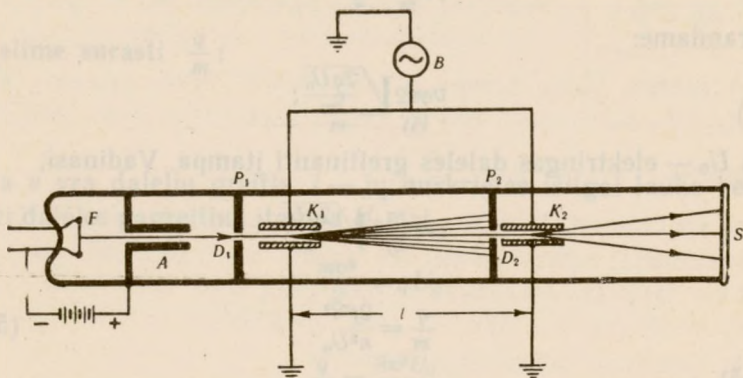
$$z_m = \frac{qA}{mv};$$

čia $A = \int_0^l (l-x)H \cdot dx$ yra prietaiso konstanta. Jei $H = \text{const}$ ir ekranas yra gale kondensatoriaus ($l=a$), tai $A = \frac{1}{2} a^2 H$; čia a — magnetinio lauko plotis. Iš čia

$$\frac{q}{m} = \frac{2vz_m}{Ha^2} = \frac{2E}{H^2 a^2} z_m. \quad (5,3)$$

Tačiau šie q/m matavimo būdai nepasižymi dideliu tikslumu, nes yra sunku tiksliau išmatuoti elektringų dalelių trajektorijos kreivumo radiusą arba pluošto nuokrypį ekrane.

Tikslesnių duomenų gaunama, matuojant dviejų kondensatorių būdu (6 pav.). Elektringos dalelės, lėkdamos tarp F ir A ,



6 pav.

pagreitėja ir toliau lekia siauru pluoštu pastoviu greičiu į kondensatorių K_1 ir K_2 . Pasiekusios ekraną, jos sukelia tašką S jo švytėjimą. Jei tarp kondensatoriaus K_1 plokštelių sudarysime

elektrinį lauką, tai, jį pralėkdamos, dalelės nukryps ir, sulaikytos diafragmos P_2 , nebepasieks ekrano. Abiem kondensatoriams suteikime tokią pat kintamą įtampą. Kol kondensatoriuose turime elektrinį lauką, dalelės nukreiptos ir sulaikytos diafragmos P_2 . Ir tik tos dalelės, kurios pro kondensatorių K_1 praskrieja tuo akimirksniu, kada jo plokštelių potencialų skirtumas lygus nuliui, pralekia pro diafragmos P_2 angelę D_2 ir įlekia į kondensatorių K_2 . Pastarajame matome panašų reiškinį. Ekrane tašką S pasiekia tik tos dalelės, kurios pralekia pro kondensatorių K_2 tuo akimirksniu, kai tarp jo plokštelių nėra įtampos. Tada ekrano taške S matome švytinčią dėmelę. Pažymėkime nuotolį tarp kondensatorių vidurinių taškų l , kintamosios įtampos dažnumą f , jos periodą $T = \frac{1}{f}$. Nenukreiptos kondensatoriuje K_1 elektringos dalelės turi pasiekti kondensatorių K_2 per laiką $\frac{T}{2}$ arba $n \frac{T}{2}$; čia n yra sveikasis skaičius. Taigi

$$l = n \frac{Tv}{2} = n \frac{v}{2f},$$

kur v yra dalelių greitis. Iš dalelių energijos reiškinio

$$qU_0 = \frac{1}{2} mv^2$$

surandame:

$$v = \sqrt{\frac{2qU_0}{m}};$$

čia U_0 — elektringas daleles greitinanti įtampa. Vadinasi,

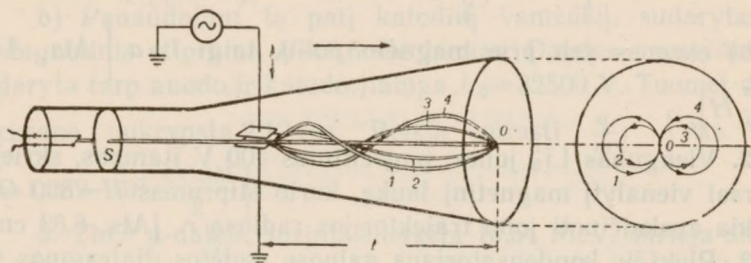
$$l = \frac{n}{2f} \sqrt{\frac{2qU_0}{m}}$$

ir

$$\frac{q}{m} = \frac{2f^2 l^2}{n^2 U_0}. \quad (5,4)$$

Šis metodas yra „nulinis“; juo tiriant $\frac{q}{m}$, nereikia matuoti elektringų dalelių pluošto nuokrypio, kuriuos nustatinėjant dažnai suklystama. Todėl jis yra žymiai pranašesnis už kitus $\frac{q}{m}$ matavimo metodus.

Elektringų dalelių q/m išmatuojamas, ir suglaudžiant jų pluoštą, kai dalelės iškia išilgai magnetinio lauko. Šis metodas pagrįstas solenoido magnetinio lauko glaudžiamąja ypatybe. Išlėkusios pro diafragmos angelę S (7 pav.) ir kintamo elektrinio lauko išskleistos į prasiskleidžiantį pluoštelį, elektringos



7 pav.

dalelės skrieja išilgai solenoido. Parinę solenoido magnetinio lauko stiprumą H , galime dalelių pluoštą suglausti kaip tik solenoido antrame gale, kur pastatytas fluorescuojantis ekranas. Tada iš lygties (III d. § 93)

$$l = \frac{2\pi v}{\frac{q}{m} H}$$

galime surasti $\frac{q}{m}$:

$$\frac{q}{m} = \frac{2\pi v}{lH}; \quad (5,5)$$

čia v yra dalelių greitis, l — jų nuskrietas išilgai lauko kelias. Jei daleles pagreitina įtampa U_0 , tai

$$\frac{mv^2}{2} = qU_0$$

ir

$$\frac{q}{m} = \frac{8\pi^2 U_0}{H^2 l^2}. \quad (5,5a)$$

Iš pastarosios lygties galime apskaičiuoti dalelės specifinį krūvį.

Uždaviniai

1. Reikia surasti prietaiso konstantą A , kai

a) $H = \text{const}$ ir yra išplitęs nuo $x=0$ iki $x=a$, o nuo $x=a$ iki $x=l$ $H=0$; [Ats. $A = \int_0^l H(l-x) dx = Ha \left(l - \frac{a}{2} \right)$]

b) ekranas yra prie magneto polių, taigi $l=a$. [Ats. $A = \frac{a^2}{2} H$]

2. Viengubas Li_3^6 jonas, pagreitinamas 400 V įtampos, skrieja skersai vienalytį magnetinį lauką, kurio stiprumas $H=800$ Oe. Reikia apskaičiuoti jono trajektorijos radiusą r . [Ats. 8,83 cm]

3. Plokščio kondensatoriaus galuose padėtos diafragmos su angelėmis, kurios yra jo vidurinėje linijoje. Kondensatoriaus plokštelių plotis l , nuotolis tarp jų d . Tarp plokštelių sudaryta įtampa U . Pro priekinę angelę įskrieja įkypai į kondensatorių elektringa dalelė, kurios masė yra m , o elektros krūvis q . Pradinis dalelės greitis v_0 sudaro su kondensatoriaus vidurine linija kampą φ . Reikia:

a) išreikšti skriejančios kondensatoriaus elektriniame lauke elektringos dalelės trajektorijos lygtį; [Ats. $y = x \cdot \tan \varphi - \frac{1}{2} \frac{Uq}{dm} \frac{x^2}{v_0^2 \cos^2 \varphi}$]

b) surasti, kokių kampu φ turi įskrieti dalelė pro priekinę angelę į kondensatorių, kad ji įveiktų išlėkti iš jo pro užpakalinę angelę; [Ats. $\sin 2\varphi = \frac{Uq}{dm} \frac{l}{v_0^2}$]

c) apskaičiuoti kampą φ , jei elektringoji dalelė yra α -dalelė, išspinduliuota radono. α -dalelės greitis $v_0 = 1,625 \cdot 10^9$ cm s⁻¹, nuotolis tarp kondensatoriaus plokštelių $d=7$ mm, plokštelių plotis $l=35$ cm; $U=2000$ V. [Ats. $\varphi=0^\circ 55'$]

4. Katodinio vamzdelio matmenys:

nuotolis tarp anodo ir ekrano $l=33,0$ cm,

nukreipiamųjų plokštelių plotis $a=7,8$ cm,

nuotolis tarp plokštelių $d=2,4$ cm.

Nukreipiamosios plokštelės prigula prie anodo.

a) Matuojant dalelių specifinį krūvį $\frac{q}{m}$, tarp nukreipiamųjų

plokštelių buvo sudaryta įtampa $U=2800$ V; kai magnetinio lauko stiprumas $H=8,2$ Oe, dalelė praskrieja skersai elektrinį ir magnetinį lauką nenukrypdama. Palikus tik magnetinį lauką, dalelės nuokrypis ekrane yra lygus 2,40 cm. Reikia surasti dalelės $\frac{q}{m}$. [Ats. $\frac{q}{m} = 1,759 \cdot 10^7 \frac{\text{CGSM}}{\text{g}}$]

b) Panaudojant tą patį katodinį vamzdelį, sudarytas tik magnetinis stiprumo $H=5,6$ Oe laukas. Daleles pagreitina sudaryta tarp anodo ir katodo įtampa $U_0=32500$ V. Tuomet dalelė ekrane nukrypsta 2,10 cm. Reikia surasti $\frac{q}{m}$. [Ats. $\frac{q}{m} = 1,759 \cdot 10^7 \frac{\text{CGSM}}{\text{g}}$]

5. ThC^1 α -dalelė, turinti energiją 10,54 MeV, skrieja skersai vienalytį magnetinį lauką, kurio stiprumas $H=20\,000$ Oe. Reikia surasti dalelės trajektorijos kreivumo radiusą ir veikiančią dalelę jėgą. [Ats. $r=23,35$ cm; $F=1,44 \cdot 10^{-11}$ N]

6. Reikia apskaičiuoti Br^{35} β -spektro ribinę energiją, jei spektro riba magnetiniame spektrometre atitinka magnetinio lauko stiprumą $H=334,6$ Oe, o elektronų trajektorijos kreivumo radiusas $r=25$ cm. [Ats. $E=2,05$ MeV]

7. Kokio stiprumo reikia sudaryti magnetinį lauką magnetiniame α -spektrometre, kad RaC^1 spinduliuojamos α -dalelės skrietų 30 cm kreivumo radiuso trajektorija. α -dalelių greitis $v=1,922 \cdot 10^9$ cm s $^{-1}$. [Ats. $H=13\,300$ Oe].

II SKYRIUS

ELEKTRONAS. ATOMAS. MOLEKULĖ. CHEMINIAI ELEMENTAI

§ 6. ELEKTRONAS, JO SPECIFINIS KŪVIS IR MASĖ

Elektros srovės reiškiniai praretintose dujose pasižymi įdomiomis ypatybėmis, kurios žymiai priklauso nuo dujų praretinimo laipsnio (II d. § 61). Pakankamai (iki 10^{-1} — 10^{-2} tor) praretinus dujas, nuo katodo tiesia kryptimi sklinda neregimi spinduliai, kurie, kritę į stiklinio vamzdžio sienelę, sukelia žalsvą stiklo fluorescenciją; jie nukrypsta elektriniame ir magnetiniame lauke, jonizuoja dujas ir sukelia kitokius reiškinius. Šie spinduliai buvo pavadinti *katodiniais*.

Katodinių spindulių prigimtį pirmasis 1896 m. ištyrė Tomsonas sukryžiuotų laukų metodu (§ 5). Katodiniai spinduliai, praeidami elektrinį bei magnetinį lauką, keičia savo sklidimo kryptį; todėl buvo manoma, kad jie sudėti iš elektringų dalelių, kurios buvo pavadintos *elektronais*. Reikia pažymėti, kad iš pradžių elektronais buvo vadinamas elementarus elektros kiekis e , tačiau vėliau taip pavadinta elektringa katodinė dalelė.

Įvairiais metodais išmatavus elektrono specifinį krūvį, surasta, kad jo

$$\frac{e}{m_e} = (1,75890 \pm 0,00002) \cdot 10^{11} \frac{\text{C}}{\text{kg}};$$

čia m_e yra elektrono masė. Arba

$$\frac{e}{m_e} = (1,75890 \pm 0,00002) \cdot 10^8 \frac{\text{As}}{\text{g}}.$$

Elektrono elektros krūviui išmatuoti naudojamas fotoelektrinis efektas (III d. § 70). Veikiant trumpesnių bangų šviesai arba

rentgeno spinduliams, iš medžiagos išlaisvinami elektronai. Ta-
da nušviesta dalelė netenka elektros krūvio, kuris, kaip yra
įrodęs Milikenas (II d. § 38), lygus elementariam elektros kie-
kiui $e=1,601 \cdot 10^{-19}$ C (arba $4,803 \cdot 10^{-10}$ CGSE).

Žinodami elektrono elektros ir specifinį krūvį, galime suras-
ti jo ramybės masę m_e ; ji yra lygi:

$$m_e = (9,1083 \pm 0,0003) \cdot 10^{-31} \text{ kg.}$$

Taigi elektrono masė yra apie 1836 kartus mažesnė už van-
denilio atomo masę $m_H=1,673 \cdot 10^{-27}$ kg. Tomsonas teoriškai
išvedė, kad sferinės elektringos dalelės elektromagnetinė masė

$$m = \frac{2q^2}{3rc^2}, \quad (6,1)$$

čia q yra dalelės elektros krūvis, r — jos radiusas. Jeigu laiky-
tume, kad visa elektrono masė yra elektromagnetinės kilmės,
tai iš pastarosios formulės galėtume surasti jo radiusą. Taip
apskaičiuotas elektrono radiusas $r=2 \cdot 10^{-13}$ cm. Tačiau šią for-
mulę galime taikyti tik tada, kai dalelės elektros krūvis yra
tolygiai pasiskirstęs rutulio paviršiuje ir visa elektrono masė
yra elektromagnetinės kilmės. Jei elektrono masės dalis būtų
kitokios kilmės, jo radiusas kiek padidėtų.

Pagal žinomą masės ir energijos atotikį elektrono ramybės
masę m_e atitinka ramybės energija $E=m_e c^2$, kuri lygi jo poten-
cialinei energijai $E_{pot} = \frac{e^2}{2r}$; tada elektrono radiusas $r_e = \frac{e^2}{2m_e c^2}$.

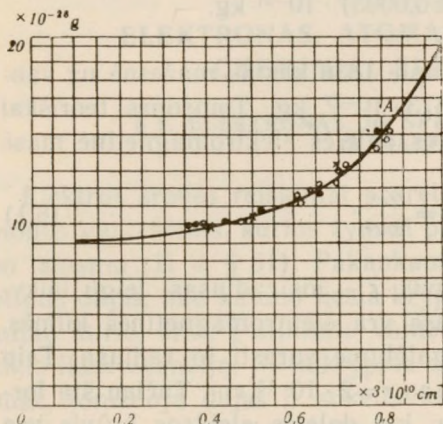
Elektrono klasikinis radiusas $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = (2,81785 \pm 0,00004) \cdot$
 $\cdot 10^{-13}$ cm. Tačiau jis ir dabar būtų daug (apie 10^5) kartų ma-
žesnis už atomo radiusą, kuris yra 10^{-8} cm eilės.

Vėlesniais tyrimais surasta, kad elektronų $\frac{e}{m_e}$ kinta, kintant
jų greičiui; jiems greitėjant, $\frac{e}{m_e}$ reikšmė mažėja. Pagal specia-
liosios reliatyvumo teorijos išvadą judančios dalelės masė m
didėja, palyginus su jos ramybės mase m_0 , ir

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad (6,2)$$

čia v — dalelės judėjimo greitis, c — šviesos sklaidimo greitis vakuume. Elektronų elektros krūvis e , jam judant, nepakinta. Atseit, judančio elektrono specifinis krūvis pakinta santykiu

$1 : \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. Elektronų $\frac{e}{m_e}$ priklausomybę nuo jo greičio eksperimentiškai tyrė Kaufmanas, Bucheris ir kt. 8 pav. kreivė pa-
vaizduoja teoriškai apskaičiuotą ir eksperimentiškai patikrintą



8 pav.

elektrono masės priklausomybę nuo greičio. Iš jos matyti, kad skriejančių dideliu greičiu, artimu šviesos greičiui vakuume, elektronų masė padidėja daugiau kaip du kartus.

Be elektros krūvio ir masės, elektronas turi taipgi nekintamą sukinio judėjimo kiekio momentą. Goudsmito ir Ulenbeko teigimu, elektronas sukasi aplink ašį, einančią pro jo svorio centrą. Tokį jo judėjimą vadiname sukiniu,

arba spinu. Elektronų sukinio judėjimo kiekio momento reikšmė.

$$s = \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi} = (5,2721 \pm 0,0002) \cdot 10^{-35} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}.$$

Sukantis elektronui, skrieja ir elektros krūvis, todėl susidaro elektrono magnetinis momentas, kurio reikšmė

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_e} = (2,7354 \pm 0,0001) \cdot 10^{-27} \text{ kg}^{\frac{1}{2}} \text{ m}^{\frac{5}{2}} \text{ s}^{-1}.$$

Elektrono magnetinį momentą vadiname *Boro magnetonu*. Pastarųjų laikų tyrimais surasta, kad elektrono magnetinis momentas yra kiek (0,1145%) didesnis už Boro magnetoną, todėl dar elektronui priskiriamas „savasis“ magnetinis momentas, kurio kilmę aiškina kvantinė elektrodinamika.

§ 7. ATOMAS. ATOMINIS SVORIS

Siuolaikinės medžiagos atominės struktūros teorijos pradininku laikomas Daltonas. Jis suteikė atominei teorijai kiekybinį pagrindą ir parodė, kaip galima surasti lyginamuosius skirtingų atomų *atolinius svorius* arba *mases*. Žinoma, atomai perdaug maži, kad galima būtų juos pasverti, todėl jų svoris išreiškiamas, palyginant jį su kito kurio atomo svoriu. Palyginti Daltonas parinko vandenilio atomą, kurio svoris buvo laikomas vienetu, o kitų atomų svoris reiškiamas vandenilio atomo svorio vienetais.

Atominių svorių matavimo metodas pagrįstas Daltono iškeltais 3 postulatais, kuriuos galima taip išreikšti.

1. Grynios pirminės medžiagos (cheminio elemento ir junginio) atomai yra panašūs savo forma, matmenimis ir svoriu.

2. Cheminės reakcijos nepakeičia atomų prigimties, pasikeičia tik jų pasiskirstymas.

3. Atomų kombinacijos cheminiuose junginiuose išreiškiamos paprasčiausiu mažų sveikųjų skaičių santykiu; kombinacija AB pasitaiko dažniau už kombinaciją AB_2 (arba A_2B), o pastaroji dažniau už AB_3 ir t. t.; čia A ir B žymi cheminio junginio medžiagas; medžiagų A ir B atomai sudaro junginį AB ; skaitmuo prie medžiagos žymės rodo tos medžiagos atomų skaičių junginyje.

Jeigu cheminiuose junginiuose tam tikros medžiagos atomai nepakinta, tai, analizuojant sudėtingą medžiagą, nustatytas atomų lyginamasis atominis svoris turi turėti tam tikrą pastovią reikšmę. Daugumas elementų jungiasi su deguonimi, kurio atomas yra apie 16 kartų sunkesnis už vandenilio, todėl iki šiol atominio svorio vienetu buvo laikoma deguonies atominio svorio $1/16$ dalis. Šioje skalėje vandenilio atominis svoris yra lygus 1,008. O SI vienetų sistemoje tokiu vienetu yra anglies izotopo C_6^{12} atominio svorio $1/12$ dalis.

Bet kurio cheminio elemento kiekis, susijungiantis su anglies kiekiu, kurio svoris lygus 3 anglies atominio svorio dalims, vadinamas to elemento *ekvivalentiniu svoriu*. Cheminio elemento atominio ir ekvivalentinio svorių santykis nusako to elemento *valentingumą*.

1816 m. Proutas iškėlė hipotezę, kad cheminių elementų atominiai svoriai turėtų būti reiškiama sveikaisiais skaičiais (be

trupmenų) ir kartotiniai vandenilio atominio svorio. Si Prouto hipotezė paskatino tyrinėtojus tiksliau nustatinėti atominius svorius. Tačiau kai kurių elementų atominių svorių skaitinės reikšmės, pvz., chloro (35,46), germanio (72,6), vario (63,54), žymiai skyrėsi nuo sveikųjų skaičių, ir Prouto hipotezė buvo paneigta. Bet daugelio elementų atominių svorių skaitinės reikšmės mažai (0,1 tikslumu) tesiskyrė nuo sveikųjų skaičių, vadinasi, hipotezė vis dėlto turėjo šią tokią pagrindą. Vėliau atrasti radioaktyvumo reiškiniai patvirtino Prouto hipotezę, tik su šiomis tokiomis pataisomis.

§ 8. MOLEKULĖ. MOLEKULINIS SVORIS

Molekulės pavadinimas yra kilęs iš lotynų kalbos žodžio *moles* „masė“ — reiškia mažą masę. *Molekulė yra mažiausia bet kurio cheminio elemento arba junginio dalelė, kuri gali savarankiškai egzistuoti.* Cheminio junginio molekulė visada susideda iš dviejų arba daugiau elementų atomų. Atomai yra nedalomi, todėl molekulėje negali būti jų mažiau kaip vienas kokio nors elemento atomas. Atseit, *atomą galime laikyti mažiausiu cheminio elemento kiekiu, kokį galime užtikti kurio nors junginio molekulėje.* Taigi atomas yra mažiausias cheminio elemento kiekis, galintis chemiškai jungtis, bet tai nėra mažiausia elemento dalelė, galinti savarankiškai egzistuoti. Tokia dalelė yra molekulė.

Neaukštos temperatūros ir paprasto slėgimo sąlygomis daugelio dujinių elementų, pvz., vandenilio, deguonies ir kt., molekulės yra sudėtos iš 2 atomų; tai yra dviatomės dujos. Inertiųjų — vienu atomų dujų molekulę sudaro tik vienas atomas. Tų dujų atomas ir molekulė yra tapatingi.

Avogadro dėsnis tvirtina, kad, esant vienodai temperatūrai ir vienodam slėgimui, tokio pat dydžio tūriuose turime vienodą molekulių skaičių. Atseit, dujų tankis yra proporcingas molekulės svoriui. Taigi, lygindami tankius, galime nustatyti vienos medžiagos molekulių svorį kitos medžiagos molekulių svorio atžvilgiu. Taikydami Avogadro dėsnį, galime parašyti tokį santykį:

$$\frac{M}{M_0} = \frac{\rho}{\rho_0}; \quad (8,1)$$

čia M ir M_0 yra lyginamųjų medžiagų molekuliniai svoriai, o q ir q_0 — jų dujinio būvio tankiai. Iš čia pirmosios medžiagos molekulinis svoris antrosios atžvilgiu

$$M = \frac{q}{q_0} M_0.$$

Vadinasi, norint surasti molekulinį svorį, reikia išmatuoti medžiagos dujinio būvio tankį.

Jungas, pirmasis palyginęs vandens ir jo garų tankius, nurodė, kad vandens molekulės skersmuo turėtų būti apie $3 \cdot 10^{-9}$ cm. Tiksliau molekulių skersmenis nustatė Lošmitas 1865 m. Jis parodė, kad jei molekulę laikysime rutuliuku ir jei skystyje molekulės bus kiek galima arčiau suglaustos, tai galime surasti skysčio tankio, molekulių matmenų ir jų skaičiaus ryšį tūrio vienetė. Antra vertus, Maksvelas ir Klauzijus nusakė dujų vidinės trinties, molekulių matmenų ir jų koncentracijos ryšį. Dujų vidinę trintį ir skysčių tankį galima išmatuoti. Iš tų dviejų ryšių Lošmitas surado molekulių skaičių 1 cm^3 ($2 \cdot 10^{18}$) ir jų matmenis (10^{-7} cm).

Paprastai fizikoje imamas molekulių skaičius 1 grammolekulėje, arba 1 molyje. Pagal Avogadro dėsnį bet kurios dujinio būvio medžiagos 1 molis normaliomis sąlygomis (esant 0°C ir 1 at. slėgimui) užima 22,414 l. Perenas surado, kad 1 molyje yra $6,025 \cdot 10^{23}$ molekulių. Padaliję medžiagos atominį arba molekulinį svorį iš šio skaičiaus, surasime atskiro atomo arba molekulės svorį.

Iš pernešimo reiškinių (vidinės trinties, difuzijos bei šiluminio laidumo, I d. § 76) galime tiksliau surasti atomų bei molekulių skersmenis. Pastaruoju metu atomų ir molekulių dydžiai surandami iš rentgeno spindulių ir elektronų difrakcijos arba iš juostinių (molekulių) spektrų. 1-je lentelėje surašyti kai kurių elementų molekulių bei atomų skersmenys.

1 lentelė

Molekulių ir atomų skersmenys

Elementas	Skersmuo A
H ₂	$0,53 \cdot 10^{-8}$
O ₂	0,74 „
Al	1,45 „
Pb	1,75 „
K	2,35 „

XIX a. mokslininkai susidomėjo pasižyminčių panašiomis cheminėmis ir fizikinėmis ypatybėmis elementų atominių svorių paprastu ryšiu. Siekdami susieti elementų atominius svorius su jų fizikinėmis ir cheminėmis ypatybėmis, jie bandė išdėstyti elementus jų didėjančio atominio svorio sraigto arba eilės tvarka. Iš pirmojo elementų išdėstymo būdo paaiskėjo, kad panašių ypatybių elementai atsiduria spiralėje vienas po kitu. Išdėsčius elementus eilėje, juos mėgino suskirstyti į tokias 8 elementų grupes (oktavas), kad 8-jo elemento savybės būtų panašios į 1-jo elemento savybes, 9-ojo — į 2-jo savybes ir t. t. Bet ir toks elementų suskirstymas nebuvo visai tikras, nes kai kurių jų atominiai svoriai buvo klaidingai nustatyti; be to, kai kurie elementai dar nebuvo atrasti.

1869—1871 m. garsusis rusų chemikas Mendelejevas veikale „Periodinis cheminių elementų dėsningumas“ nurodė, kad kai kurios elementų savybės yra jų atominio svorio periodinė funkcija. Remdamasis šiuo periodiniu dėsniu, jis išaiškino elementų išdėstymo tvarką. Taip buvo sudaryta Mendelejevo periodinė elementų sistema (2 lentelė). Ji pagrįsta cheminių elementų fizikinių ir cheminių savybių periodiniu kitimu, surašius cheminius elementus vienoje eilėje pagal didėjančią atominį svorį. Tose vietose, kur periodiškumas sutrinka, trūksta cheminio elemento arba klaidingai išmatuotas elementų atominis svoris. Remdamasis pirmuoju teiginiu, Mendelejevas iš esančių aplink tuščią vietą elementų savybių nustatė, kokiame junginyje galėtų būti trūkstamas elementas. Taip buvo rasti 1875 m. galis (Ga), 1879 m. skandis (Sc) ir 1886 m. germanis (Ge).

Periodinėje elementų sistemoje turime iš viso 9 grupes (stulpelius); kai kurios iš jų skirstomos į pogrupius. Kiekvienoje grupėje sudėti panašių cheminių ypatybių elementai. Pvz., pirmoje grupėje turime vienvalenčius elementus, antroje — divalenčius ir t. t. Einant į dešinę nuo vienos grupės prie gretimos, elementų valentingumas deguonies atžvilgiu didėja, o vandenilio — mažėja vienu vienetu. VII grupės elementų valentingumas deguonies atžvilgiu yra 7, o vandenilio — 1. Nulinėje grupėje turime vienatomes tauriąsias atmosferos dujas. Jų valentingumas yra lygus nuliui.

Periodinė elementų sistema

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII			0
1	1 H 1,008										2 He 4,003
2	3 Li 6,940	4 Be 9,013	5 B 10,82	6 C 12,011	7 N 14,008	8 O 16,000	9 F 19,000				10 Ne 20,183
3	11 Na 22,99	12 Mg 24,32	13 Al 26,98	14 Si 28,09	15 P 30,975	16 S 32,066	17 Cl 35,457				18 Ar 39,944
4	19 K 39,100 29 Cu 63,54	20 Ca 40,08 30 Zn 65,38	21 Sc 44,96 31 Ga 69,72	22 Ti 47,90 32 Ge 72,60	23 V 50,95 33 As 74,91	24 Cr 52,01 34 Se 78,96	25 Mn 54,94 35 Br 79,916	26 Fe 55,85	27 Co 58,94	28 Ni 58,79	36 Kr 83,80
5	37 Rb 85,48 47 Ag 107,88	38 Sr 87,63 48 Cd 112,41	39 Y 88,92 49 In 114,82	40 Zr 91,22 50 Sn 118,70	41 Nb 92,91 51 Sb 121,76	42 Mo 95,95 52 Te 127,61	43 Tc 99 53 J 126,91	44 Ru 101,7	45 Rh 102,91	46 Pd 106,4	54 Xe 131,3

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII			0
6	55 Cs 132,91 79 Au 197,0	56 Ba 137,36 80 Hg 200,61	57 La 138,90 [58—71] Lanta- nidae 81 Tl 204,39	72 Hf 178,58 82 Pb 207,21	73 Ta 180,95 83 Bi 209,00	74 W 183,86 84 Po 210	75 Re 186,22 85 At 210	76 Os 190,2	77 Ir 192,2	78 Pt 195,09	86 Rn 222,05
7	87 Fr 223	88 Ra 226,05	89 Ac 227,05 [90—103] Aktini- dai								

Lantanidae	58 Ce 140,13	59 Pr 140,92	60 Nd 144,27	61 (Pm) —	62 Sm 150,43	63 Eu 152,0	64 Gd 157,3	65 Tb 158,91	66 Dy 162,46	67 Ho 163,5	68 Er 167,64	69 Tm 169,4	70 Yb 173,5	71 Lu 175,0
------------	-----------------	-----------------	-----------------	--------------	-----------------	----------------	----------------	-----------------	-----------------	----------------	-----------------	----------------	----------------	----------------

Aktinidae	90 Th 232,05	91 Pa 231	92 U 238,07	93 Np 237	94 Pu 242	95 Am 243	96 Cm 245	97 Bk 245	98 Cf 248	99 Es 255	100 Fm 252	101 Md 256	102 No 253	103 Lw (257)
-----------	-----------------	--------------	----------------	--------------	--------------	--------------	--------------	--------------	--------------	--------------	---------------	---------------	---------------	-----------------

Periodinėje elementų sistemoje yra 7 periodai, kurie turi skirtingą elementų skaičių. Pirmasis periodas teturi tik du elementus — vandenilį ir helį, antrasis ir trečiasis po 8. Šiuos periodus vadiname *mažaisiais*. Tolimesni ketvirtasis ir penktasis, vadinamieji *didieji periodai*, turi po 18 elementų; čia grupės yra skirstomos į du pogrupius. VIII a pogrupyje turime trijų elementų *plejadas* (Fe—Co—Ni) ir (Ru—Rh—Pd). Šeštasis periodas yra dar didesnis ir iš viso turi 32 elementus. Jame, be plejados (Os—Ir—Pt), turime dar 14 elementų, vadinamų *lantanidais*; jie iškelti iš pagrindinės lentelės, kur jų vieta yra tarp 57 ir 72 elementų; patys elementai surašyti apačioje. Septintasis (ir paskutinis) periodas turi 17 elementų; pradedant aktiniu, jie sudaro *aktinidų šeimą*. Šio periodo elementai yra radioaktyvūs ir savaime skyla.

Apskritai, atskiruose perioduose turime po tiek elementų: 2, 8, 8, 18, 18, 32, 17. Šiuos skaičius galime taip išreikšti: $2 \cdot 1^2$; $2 \cdot 2^2$; $2 \cdot 3^2$; $2 \cdot 4^2$; ir t. t. Kodėl perioduose yra tiek elementų, paaiškėja, pažinus atomo struktūrą.

Skirstant elementus periodinėje elementų sistemoje, iš pradžių buvo vadovautasi elemento atominiu svoriu, kuris, kaip buvo manyta, turėtų būti būdingiausiu elemento požymiu. Tačiau ne visur buvo išlaikyta didėjančio atominio svorio tvarka. Vienoje-kitoje vietoje, pvz., Ar—K, Te—J, Co—Ni, Th—Pa, teko sunkesnius elementus dėti prieš lengvesnius. Šie nukrypimai nuo bendros tvarkos teoriškai buvo niekuo nepagrįsti. Vėliau Tomsono, ypač Rezerfordo ir Boro tyrimai parodė, kad būdingiausias ir pagrindinis bet kurio cheminio elemento parametras yra atomo branduolio turimas teigiamų elementarių elektros krūvių skaičius, kuris savo ruožtu yra lygus beskriejančių aplink atomo branduolį elektronų skaičiui. Jį vadiname *atominium numeriu* ir žymime *Z*. Periodinėje elementų sistemoje elementai turi būti sutvarkyti pagal didėjančią jų atominę numerį, taigi šis numeris rodo elementų vietą sistemoje. Todėl dažnai jis dar vadinamas *eilės numeriu*.

§ 10. CHEMINIŲ ELEMENTŲ IZOTOPIJA

Salia įvairių dydžių, apibūdinančių chemines ir fizikines cheminio elemento ypatybes, ypatinga reikšmė buvo skiriama elemento atominiam svariui. Buvo galvota, kad bet kuris

cheminis elementas turi tam tikrą vienos reikšmės atominį svorį. Su jo reikšme buvo siejamos ir kitos elemento ypatybės. Tačiau jau atomų suskirstymas periodinėje elementų sistemoje kėlė kai kurių abejonių dėl atominio svorio lemiamo vaidmens. Radioaktyvumo reiškiniai, išskeldami aikštėn cheminių elementų izotopiją, visai sumažino atominio svorio reikšmę.

Akylai pažvelgus į urano-radžio radioelementų šeimą (§ 51, 78 pav., c), matyti, kad kai kurie šeimos nariai užima periodinėje elementų sistemoje tą pačią vietą, taigi turi visai vienodas chemines ir fizikines savybes; pvz., RaB, RaD, RaG (Pb) užima 82-ąją, o UI, UII — 92-ąją vietą. Tačiau jie turi skirtingus atominius svorius; pvz., RaB atominis svoris yra 214, RaD — 210, RaG — 206. Šį reiškinį vadiname *cheminių elementų izotopija*, o toje pačioje vietoje esančius elementus — *izotopais*. Vadinasi, RaB, RaD ir RaG yra to paties elemento izotopai. Atseit, to paties cheminio elemento atomai gali turėti skirtingus atominius svorius, kurie reiškiami sveikaisiais arba labai artimais sveikiesiems skaičiais. Chemijoje surasti kai kurių cheminių elementų atominiai svoriai žymiai skiriasi nuo sveikųjų skaičių, nes jie parodo tų elementų izotopų atominių svorių vidutinę reikšmę. Pvz., Cl atominis svoris yra 35,457; o iš tikrųjų tai yra Cl izotopų Cl³⁵ ir Cl³⁷ mišinio atominis svoris.

Beveik visi cheminiai elementai turi izotopus; lyginio atominio numerio elementai turi jų daugiau kaip nelyginio. Ypač turtingi izotopų yra šie elementai: Sn₅₀ turi 11, Cd₄₈ — 9, Hg₈₀ — 9, Po₈₄ — 8, o pvz., F₉, Al₁₃, P₁₅, Sc₂₁ ir kt. stabilų izotopų neturi.

Izotopų kiekiai mišinyje nėra vienodi. Vieno arba dviejų iš visų izotopų masė sudaro beveik visą mišinio masę, likusieji sudaro tik labai mažą visos masės dalį. Kai kurie izotopai yra labai reti ir tesudaro mišinio šimtąją, o kartais ir dar mažesnę procento dalį. Šiuo metu yra žinoma apie 300 stabilų (neradioaktyvių) ir apie 1000 radioaktyvių elementų izotopų.

Labai įdomus yra 1932 m. spektroskopiniu būdu atrastas vandenilio izotopas — *sunkusis vandenilis*. Nufotografavus vandenilio spektrą didelės skiriamosios galios spektrografu, be žinomų vandenilio violetinių spektro linijų, buvo pastebėtos silpnos iki to laiko nežinomos, pastumtos į trumpesnių bangų pusę kaip tik tose vietose, kur ir buvo laukta, sunkiojo vandenilio, vadinamo *deuteriu* (D), spektro linijos. Jis buvo išskirtas tais pa-

čiais metais elektrolitiniu būdu. 1934 m. buvo surastas ir trečias, labai retas vandenilio izotopas — *trititis* (T), kurio atominis svoris yra 3, o 1963 m. aptiktas ketvirtas, atominio svorio 4 H izotopas. D₂O junginys vadinamas *sunkiuoju vandeniu*. Jo tankis 1,11; jis užšąla 3,9°C, verda — 104,4°C temperatūroje. Didžiausias sunkiojo vandens tankis yra, esant 11°C. Paprastame vandenyje visada yra ir sunkiojo vandens, nors jo koncentracija labai maža.

§ 11. IZOTOPŲ RADIMO BŪDAI

1. *Parabolių būdas*. Cheminių elementų izotopai randami ir jų masės nustatomos įvairiais būdais; seniausias jų yra Tomsono parabolių metodas. Jo esmė yra tokia. Užuoat matavę $\frac{e}{m}$ sukryžiuotais elektriniu ir magnetiniu lauku (§ 5), toje pačioje vietoje sudarome vienodos krypties lygiagrečius laukus ir paleidžiame skrieti skersai juos tiriamojo elemento teigiamų jonų pluoštą. Tada jonus veikiančios elektrinės jėgos kryptis statmena Lorencio jėgos kryptčiai. Jei jonai skrieja greičiu v ašies z kryptimi, elektrinis (bei magnetinis) laukas eina ašies y kryptimi, tai Lorencio jėga nukreipta išilgai ašies x . Tegu elektrinio ir magnetinio lauko plotis yra a ir jų stiprumas atitinkamai E ir H . Tada jonas, turįs elementarų krūvį e , nukrypsta (II d. § 101) elektriniame lauke nuotoliu

$$y_e = \frac{1}{2} \frac{e}{mv^2} E a^2, \quad (11,1)$$

o magnetiniame lauke

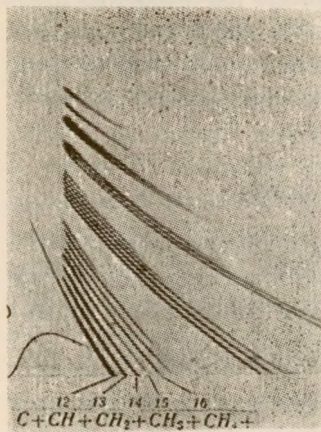
$$x_m = \frac{1}{2} \frac{e}{mv} H a^2. \quad (11,2)$$

Šiose dviejose lygtyse suprastinę v , gauname:

$$y_e = 2 \frac{1}{e/m} \frac{E}{H^2 a^2} x_m^2. \quad (11,3)$$

Vienodo specifinio krūvio e/m , bet skirtingo greičio jonai nugula renkamoje plokštelėje, sudarydami parabolę (9 pav.). Iš jos polinkio surandame e/m , taigi ir masę m . Iš atskirų parabolių pajuodavimo (arba jų šviesingumo švytinčiame ekrane) sprendžiame apie atitinkamų jonų gausumą.

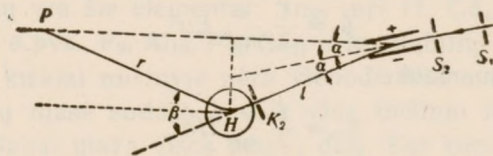
2. Astono masių spektrografas. Kitas būdas izotopams surasti pagrįstas sukryžiuotų elektrinio ir magnetinio laukų veikimu. Šį būdą išvystė Astonas, pagaminęs labai jautrų prietaisą — *masių spektrografą*. Jo schema pavaizduota 10 pav.



9 pav.

Praėjęs pro siaurutes diafragmų S_1 ir S_2 aneles, plonas joninių spindulių pluoštas skrieja skersai elektrinį lauką tarp kondensatorių plokštelių ir nukrypsta kampu α . Dar kartą susiaurintas diafragmos K_2 , jis praskrieja skersai magnetinį lauką H , statmeną paveikslo plokštumai, ir nukrypsta priešinga kryptimi kampu β ; toliau jis pasiekia renkamąją (fotografinę) plokštelę P . Kad nugulusių plokštelėje jonų pėdsakai būtų pakankamai aiškūs, diafragmos K_2 angelė turi būti ne per siaura.

O kad prietaisas atskirtų mažai besiskiriančių masių jonus, magnetinis laukas privalo nukreipti viena linkme visus vienos masės, nors ir skirtingų greičių jonus. Vadinamąjį „greičio fokusavimą“ turime, tik esant atitinkamiems santykiams:



10 pav.

1) tarp nukrypimo kampų α ir β bei 2) tarp abiejų laukų vidurinių taškų nuotolio l ir magnetinio lauko vidurinio taško atvaizdo plokštelėje nuotolio r .

Sukryžiuotuose laukuose ašies x linkme skriejantys jonai nukreipti ašies y linkme. Nukrypimų kampus α ir β galime surasti, naudodamiesi y_e (11,1) ir y_m (11,2) reiškimais. Išreiškę iš jonų kinetinės energijos jų greitį $v = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0}$, kur U_0 yra

jonus greitinanti įtampa, ir įrašę į y_e bei y_m reiškinius, gauname:

$$\alpha = \frac{dy_e}{dx} = \frac{eEa}{mv^2} = \frac{Ea}{2U_0} \quad (11,4)$$

ir

$$\beta = \frac{dy_m}{dx} = \frac{ebH}{mv} = \frac{\sqrt{eHb}}{\sqrt{2mU_0}}; \quad (11,5)$$

čia a ir b yra atitinkamai elektrinio ir magnetinio lauko plotis.

Tegu jonų greičio (išreikšto voltais) U_0 pakitimas, esant tam tikram diafragmos K_2 angos pločiui, yra dU_0 . Toks jonų greičio kitimas sukelia nukrypimo kampų α ir β pakitimą $d\alpha$ ir $d\beta$. Išdiferencijavę (11,4) ir (11,5) lygtį, gauname:

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = -\frac{dU_0}{U_0} \quad \text{ir} \quad \frac{d\beta}{\beta} = -\frac{dU_0}{2U_0}. \quad (11,6)$$

Joninių spindulių visas nukrypimas

$$y_e - y_m = y = \alpha(l+r) - \beta r$$

ir jonų greičio nevienodumo dU_0 sukeltas nukrypimo pakitimas

$$dy = \left[\alpha(l+r) - \frac{\beta r}{2} \right] \frac{dU_0}{U_0}.$$

Jis išnyksta, kai

$$\alpha(l+r) - \frac{\beta r}{2} = 0,$$

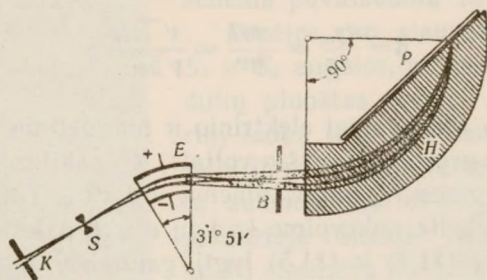
atseit, kai

$$r = \frac{2\alpha l}{\beta - 2\alpha}. \quad (11,7)$$

Pastaroji lygtis išreiškia greičių fokusavimo sąlygą. Patenkinę ją, gauname renkamoje plokštelėje griežtas nugulusių izotopų jonų linijas.

3. Matauchos masių spektrografas. Vėliau buvo aptikta, kad magnetiniu lauku galime sufokusuoti į vieną plokštelės vietą skriejančius skirtingomis kryptimis jonus (krypties fokusavimas). Parinkęs elektrinio ir magnetinio laukų matmenis ir nukrypimo kampus, Matauchas renkamoje plokštelėje sufokusavo skirtingų greičių ir skirtingos krypties, bet turinčius vienodą masę jonus. Toks dvigubo fokusavimo masių spektrografas

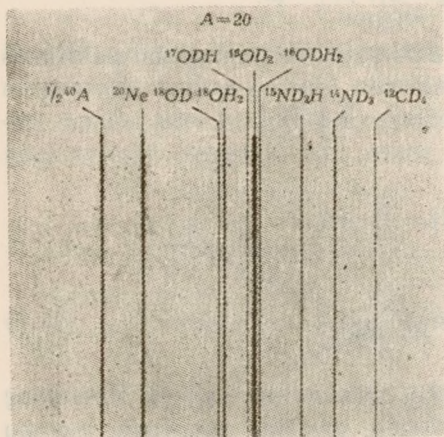
pasižymi didele skiriamąja galia; juo galima tiksliai (iki 10^{-7} masės vieneto tikslumu) nustatyti jonų masę bei jų atominį svorį. Spektrografo schema pavaizduota 11 pav. Joniniai spinduliai iš pradžių praskrieja $31^{\circ}51'$ radialinį elektrinį lauką E ,



11 pav.

kur jie išskleidžiami į vienodo greičio atskirus pluoštelius. Toliau, jie, praėję gana platų diafragmos plyšį B , skrieja skersai

magnetinį lauką H . Čia jie nukreipiami 90° kampu ir išskaidomi į vienodos masės jonų pluoštus, dvigubai sufokusuojant greičio bei krypties atžvilgiu. 12 pav. pavaizduota šiuo spektrografu gauta 10 skirtingų jonų masių spektrograma. Tų jonų atominis bei molekulinis svoris kinta tarp 19,9878 ir 20,0628.



12 pav.

Sunkiųjų elementų izotopams surasti naudojamas *trukmės masių spektrografas*. Lėkdamos skersai

vienalytį lauką, elektringos dalelės skrieja apskritimu (tikriau pasakius, sraigine trajektorija, nes paprastai jonai slenka nedideliu greičiu ir išilgai lauko); trajektorijos kreivumo radiusas

$$r = \frac{mv}{eH}.$$

Laikas, per kurį jonas apskrieja visą apskritimą

$$\tau = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{eH}. \quad (11,8)$$

Tam tikrais griežtai nustatytais laiko tarpais jonų šuorai paleidžiami į masių spektrografą, kuris kas 360° sufokusuoja skirtingų greičių jonus. Radariniu būdu tiksliai (iki 10^{-8} s tikslumo) išmatuojamas laikas, per kurį jonai apskrieja apskritimą 7 kartus. Kadangi $\tau \sim m$, matavimo tikslumas nepriklauso nuo masės ir siekia 0,001 atominės masės vieneto.

4. Kiti izotopų radimo būdai. Labai paprastas yra *didelio dažnumo masių spektrografas*. Jį sudaro vakuuminis vamzdis. Tarp katodo ir surenkamojo elektrodo patalpinami keli (4 ir daugiau) tinkleliai; jiems suteikiamas priešįtampis ir didelio dažnumo kintamoji įtampa, kurie parenkami taip, kad tik tam tikro $\frac{e}{m}$, taigi ir m , jonai gali pralėkti per visus tinklelius ir pasiekti surenkamąjį elektrodą.

Didelio dažnumo lauko poveikiu pagrįstas ir vadinamojo *masių filtro* veikimas. Jį sudaro 4 stiebo pavidalo lygiagrečiai nukreipti elektrodai, sustatyti kvadrato kampuose. Jonų srautas sklinda viduryje tarp elektrodų lygiagrečiai su jais kryptimi. Elektrodams suteikiama didelio dažnumo kintamoji įtampa taip, kad skersmens galuose gulinčių vienas prieš kitą elektrodų įtampos ženklas (kryptis) būtų vienodas. Pro taip sudarytą kontūrą tegali praskrieti tik tam tikros masės (tiksliau, tam tikro siauro tarpo masę turintieji) jonai, esant tam tikram įtampos dažnumui. Kiti jonai pradeda kontūre vibruoti ir esti pagaunami elektrodų.

§ 12. IZOTOPŲ ATSKYRIMO BŪDAI

Nedideliems izotopų kiekiams gauti dažniausiai naudojami masių spektrografai su stipriais jonų šaltiniais ir atskirais imtuvais izotopams surinkti. Šiuo laiku spektrografais surenkama gryno izotopo kelios dešimtosios gramo.

Kai reikalingi didesni izotopų kiekiai, paprastai pasitenkinama tik žymiai praturtintu vienu kuriuo izotopų mišiniu. Lengvųjų elementų izotopų mišiniai praturtinami frakcine distiliacija žemoje temperatūroje, sunkesniųjų,— centrifuguojant arba

pakartotine difuzija pro specialius filtrus bei termodifuzija. Pastarosios esmė yra tokia. Sudarius izotopų mišinyje temperatūros gradientą, lengvesnieji atomai (arba molekulės) difunduoja į aukštesnės temperatūros, o sunkesnieji — į žemesnės temperatūros sritį. Skiriamąjį prietaisą sudaro stačiai pastatytas bent 20 m ilgio ir kelių centimetrų skersmens stiklinis vamzdis. Jo ašyje ištiesiama viela, kuri elektriškai pašildoma iki kelių šimtų laipsnių. Arti karštos vielos lengvesnis izotopas kyla aukštyn, o sunkesnis arti šaltų vamzdžio sienelių slenka žemyn. Vamzdžio galuose surenkami mišiniai, žymiai praturtinti atskirų izotopų.

Uždaviniai

1. Dabartiniu metu izotopų masės surandamos iš gautų masės spektrografu atitinkamų jonų, kurių masės mažai skiriasi, dubletų serijų, nustatant dubletų masių skirtumą. Taip matuojant Ne^{20} , C^{12} , He^4 ir H^2 izotopų mases, buvo gauti dubletai ir jų masių skirtumai:

$$\text{D}_2 - \text{He}^4 \quad 25,612 \cdot 10^{-3} \text{ a.m.v.},$$

$$\text{C}^{12}\text{D}_4 - \text{Ne}^{20} \quad 63,826 \cdot 10^{-3} \quad ,,$$

$$\text{D}_3 - \frac{1}{2} \text{C}^{12} \quad 42,292 \cdot 10^{-3} \quad ,,$$

$$\text{He}_2^4 - \frac{1}{2} \text{O}^{16} \quad 7,72 \cdot 10^{-3} \quad ,,.$$

Reikia surasti šių elementų izotopų mases.

$\frac{1}{2} \text{C}^{12}$ ir $\frac{1}{2} \text{O}^{16}$ reiškia, kad anglies ir deguonies turime dvigubą (C^{2+} , O^{2+}) joną, o kitų elementų jonai yra viengubi.

Sprendimo būdas.

Sudarome lygčių sistemą:

$$2m_{\text{D}} - m_{\text{He}} = 25,612 \cdot 10^{-3}$$

$$m_{\text{C}} + 4m_{\text{D}} - m_{\text{Ne}} = 63,826 \cdot 10^{-3}$$

$$3m_D - \frac{1}{2} m_C = 42,292 \cdot 10^{-3}$$

$$2m_{He} - \frac{1}{2} m_O = 7,72 \cdot 10^{-3}$$

Išsprendę šias lygtis, gauname:

$$m_D = 2,014736 \text{ a.m.v.} \quad m_C = 12,003832 \text{ a.m.v.}$$

$$m_{He} = 4,00386 \quad ,, \quad m_{Ne} = 19,998950 \quad ,,$$

III SKYRIUS

SPEKTRAI

§ 13. SPEKTRŲ TYRIMO BŪDAI

Gausus žinių apie medžiagos sandarą šaltinis yra spektrai, kuriuos spinduliuoja medžiagos atomai bei molekulės.

Nuo spektrinės analizės atradimo (1859 m.) iki Rezerfordo ir Boro vandenilio atomo teorijos paskelbimo (1913 m.) buvo sukaupta labai daug spektrų tyrimo medžiagos. Ji buvo labai įvairi, ir iš pradžių atrodė, kad joje neįmanoma surasti jokių dėsningumų. Tačiau pasirodė, kad spektruose slypi tobula tvarka ir griežtas dėsningumas.

Atomų ir molekulių spinduliuojamų bei absorbuojamų elektromagnetinių bangų ilgiai kinta plačiose ribose — nuo $<10^{-10}$ cm iki daugelio metrų. Šią labai plačią spinduliavimo juostą skirstome į atskiras spektrines sritis: a) γ - bei rentgeno spindulių, b) ultravioletinių spindulių, c) regimos šviesos, d) infraraudonųjų spindulių ir e) mikroradijo bei radijo bangų. Kiekvieną spektrinę sritį tiriamo skirtingomis tyrimo priemonėmis bei kitokiais spinduliavimo energijos imtuvais. 3-je lentelėje sužymėti naudojami spektriniai prietaisai ir imtuvai.

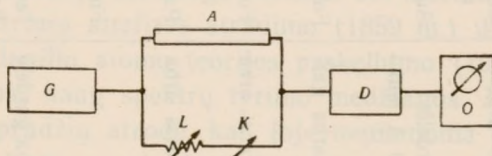
Smulkiau ištirtos ultravioletinių spindulių ir regimosios šviesos spektrinės sritys tarp 2 000 ir 7 000 Å. Regimai šviesai tirti naudojama stiklo, ultravioletiniams spinduliams — kvarco (prizmės, lęšiai, gardelės ir kt.) optika. Trumpuosius ($<1\ 800$ Å) ultravioletinius spindulius jau absorbuoja oras, kvarcas bei želatina, todėl naudojami vakuuminiai spektrografai (su įgaubtomis atspindėjimo gardelėmis bei lauko špato prizmėmis); spektrams fotografuoti vartojamos Šumano (be želatinos) fotoploštelės.

Spektriniai prietaisai ir spinduliavimo energijos imtuvai

Spektrinė sritis	Bangų ilgis	Spektriniai prietaisai	Spinduliavimo imtuvai	
γ - ir rentgeno spindulių	$<100 \text{ \AA}$	Kristalinių gardelių spektrografai	Elektronų skaitiklis, jonizacijos kamera, fotoplokštelės	
Vakuuminė ultravioleto	$100-1\,800 \text{ \AA}$	Vakuuminės įgaubtos gardelės spektrografas ($\lambda > 1050 \text{ \AA}$ lauko špato prizmė)	Sumano fotoplokštelės	
Kvarcinė ultravioleto	$1\,800-4\,000 \text{ \AA}$	Prizminis spektrografas arba gardelė	Fotoplokštelės	
Regimosios šviesos	$4\,000-7\,000 \text{ \AA}$	Stiklo prizmių spektrografas arba gardelė	Fotoplokštelės	
Fotografinė infraraudonoji	$7\,000-10\,000 \text{ \AA}$	Stiklo prizmių spektrografas arba gardelė	Pajautrintos fotoplokštelės	
Trumpoji infraraudonoji	$1-5 \mu$	Gardelė ir LiF prizmė	Fotovarža	
Vidutinė infraraudonoji	$5-40 \mu$	Kristalų spektrografas arba gardelė	Termoelementas, Bolometras	
Ilgoji infraraudonoji	$40-400 \mu$	Ešeletai-gardelės	Galajo elementas	
Mikro- ir radijo bangos	$>400 \mu$	Specialiosios superaukšto dažnumo priemonės		Fotodaugin tuvas arba elektros skaitiklis

Trumpąjį ($1\div 5$) μ infraraudonąjį spinduliavimą pastaruoju metu pradėta tirti tam spinduliavimui jautriomis fotovaržomis. Tiriant ilgesnius ($40\div 400$) μ infraraudonuosius spindulius, dažniausiai naudojami įgaubti veidrodžiai, kad nereiktų prizmių bei lęšių ir būtų išvengta iškraipymų bei absorbcijos. Pirmos eilės difrakcijos spektre energijai sukaupti naudojamos fazinės gardelės (III d. § 45); tuo padidinamas spektrų šviesingumas ir gretimi didesnės eilės difrakcijos spektrai neuždengia vienas kito.

Pastaraisiais metais plačiai išvystyta mikroradijo bangų spektroskopija. Paprastai tiriami mikroradijo bangų absorbcijos spektrai. 13 pav. pavaizduota dažniausiai naudojama mikroradijo bangų spektrui tirti principinė schema. Superaukšto



13 pav.

dažnumo klisoninis generatorius G spinduliuoja monochromatinės (tam tikro siauro dažnumų tarpo) bangas. Platesnei spektrinei sričiai ištirti reikia turėti daug kalibruotų klisonų. Absorbcijos vamzdyje A iš dalies absorbuotą bangą sukompensoja amplitudės lygintuvas L ir fazės keitiklis K ; tolydžio keičiant šaltinio dažnumą, matuojama absorbcijos priklausomybė nuo dažnumo. Imtuvu naudojami silicio ir germanio kristalai D . Spektro linijas galime matyti oscilografo ekrane O .

Rentgeno spindulių spektrams tirti naudojamos kristalų gardelės (III d. § 46).

§ 14. ATOMINIAI SPEKTRAI

Dujų spinduliuojami spektrai yra sudėti iš pavienių šviesių su plačiais tamsiais tarpais linijų, vadinamų *spektro linijomis* (III d. § 39). Elemento eilės numeriui didėjant, spektro linijų skaičius spektruose taipgi didėja, spektrai darosi sudėtingesni. Juos spinduliuoja medžiagos atomai, todėl šiuos spektrus vadiname *atominiais*, arba *linijiniais*.

Atominius spektrus gauname dviejų rūšių: *emisijos* ir *absorbcijos*. Kai kada absorbcijos spektruose gaunama daugiau linijų, kaip emisijos spektruose. Apskritai, atominis spektrų pobūdis priklauso nuo spinduliuojančių atomų sužadavimo būdo. Spektrus gauname, stebėdami spektrometru liepsnos bei Voltos lanko arba elektrinės kibirkšties bei rusenančio išsielektravimo švytėjimą. Liepsnoje turime beveik išimtinai tik atomų ir jonų, o Voltos lanke — atomų ir iš įkaitusio katodo emituojamų elektronų susidūrimus. Atomų ir jonų bei perbėgusių nedidelę elektrinio lanko įtampą elektronų energija yra nedidelė, todėl susidurdami atomai esti tik sužadinami spinduliuoti. Ir tik aukštesnėje (apie 3 000°C) temperatūroje atsiranda jau ir terminė jonizacija, kada iš atomų išmušami elektronai. Taigi liepsnoje ir lanke šviesą spinduliuoja sužadinti neutralūs atomai. Neutralaus atomo spinduliuojamą spektrą vadiname *lanko spektru* ir žymime I. Elektrinei kibirkščiai ir išsielektrinimui dujose (Geislerio vamzdeliuose) gauti turime sudaryti didelį (dešimtis ir šimtus kilovoltų) potencialų skirtumą; jį perbėgdamos, elektringos dalelės (jonai ir elektronai) įgyja tokią didelę energiją, kad, susidurdamos su atomais, gali juos jonizuoti. Taip galime gauti ir aukštesnio (dviejų, trijų ir daugiau kartų) laipsnio jonizaciją. Jonizuotų atomų spinduliuojamus spektrus vadiname *kibirkštiniais* ir žymime taip: vieną kartą jonizuoto atomo (pirmos eilės kibirkštinį spektrą) — II, du kartus jonizuoto (antros eilės) — III ir t. t.

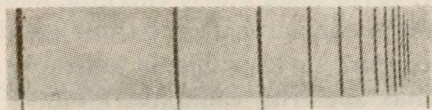
Tiriant lengvesnių atomų spektrus, buvo pastebėtas įvairių atomų bei jonų spinduliuojamų spektrų panašumas. Aptikta, kad helio pirmos eilės kibirkštinis spektras HeII yra panašus į vandenilio spektrą HI; į šį spektrą panašūs ir LiIII, BeIV ir t. t. spektrai. Toks pat panašumas pastebimas ir sunkesniųjų elementų atominiuose spektruose. Pvz., natrio lanko spektras NaI, magnio kibirkštinis pirmos eilės spektras MgII, aliuminio kibirkštinis antros eilės AlIII ir t. t. yra vienodo pobūdžio. Zomerfeldas ir Koselis nustatė tokį *spektrų poslinkio dėsny: bet kurio elemento lanko spektras savo struktūra panašus į gretimo elemento, kurio eilės numeris periodinėje elementų sistemoje yra didesnis vienetu, pirmos eilės kibirkštinį spektrą arba į tolimesnio elemento, kurio eilės numeris didesnis dviem vienetais, antros eilės kibirkštinį spektrą ir t. t.*

Vėliau matysime, kad tokį spektrų panašumą sąlygoja panaši tuos spektrus spinduliuojančių atomų ir jonų struktūra.

Atominio spektro spektrines linijas galime suskirstyti į taisyklingas grupes — *spektro linijų serijas*. Kiekvienoje jų nuotoliai tarp spektro linijų taisyklingai mažėja, einant į trumpesnių bangų pusę, linijos tankėja, kol pagaliau susilieja, sudarydamos ištisinį spektrą vadinamojoje *serijos riboje*. Serijos riba dažniausiai surandama ekstrapoliuojant. Paprastai nuo serijos pradžios, o kartais nuo kai kurios kitos serijos vietos spektro linijų šviesingumas silpnėja ta pačia kryptimi. Ypač lengva suskirstyti į serijas vandenilio, helio, šarminių bei žemės šarminių elementų spektro linijas.

§ 15. VANDENILIO (H) IR HELIO JONO (He⁺) SPEKTRAS. BALMERIO FORMULĖ

Vandenilio atomo linijinis spektras yra paprasčiausias, nes turi palyginti nedaug spektro linijų. 14 pav. vaizduoja vandenilio spektro vienos (Balmerio) serijos linijų pasiskirstymą.



14 pav.

Spektro linijų serijoje tarpinio nuotolio taisyklingas kitimas paskatino mėginti šį taisyklingumą kiekybiškai nusakyti tam tikra formule. Šio darbo ėmėsi 1885 m. Balmeris ir surado formulę, kuri labai tiksliai nusako vandenilio spektro regimosios srities vadinamosios *Balmerio serijos* spektro linijų bangų skaičių ν_0 . Ši formulė vadinama Balmerio vardu ir užrašoma taip:

$$\nu_0 = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right); \quad (15,1)$$

čia λ yra spektro linijos bangos ilgis, R — *Ridbergo konstanta*, $R = 109677,58 \text{ cm}^{-1}$; n — sveikasis skaičius — *pagrindinis kvantinis skaičius* (§ 21), $n = 3, 4, 5, \dots$. Ši formulė nusako spektro linijos bangų skaičių ν_0 dviejų skaičių — termų $T_n = \frac{R}{n^2}$ skirtumu; pirmasis terminas yra nekintamas, antrasis kintamas. Taigi pagrindinis kvantinis skaičius $n = \sqrt{\frac{R'}{T_n}}$. Vėliau matysime, kokia

yra šiems termams teikiama fizikinė prasmė: jie atitinka spinduliuojančio atomo energiją. Spektrų tyrimų tikslas ir yra surasti spektro linijų terminus ir juos atitinkančią atomo energiją.

Kaip tiksliai Balmerio formulė nusako vandenilio spektro linijų bangų skaičių, taigi ir jų bangų ilgį, rodo 4-ji lentelė. Joje surašyti išmatuoti bei pagal Balmerio formulę apskaičiuoti Balmerio serijos spektro linijų bangų ilgiai.

4 lentelė

Kai kurių vandenilio atomo Balmerio serijos
spektro linijų bangų ilgiai

Spektro linijos žymėjimas	Išmatuotas ilgis Å	Apskaičiuotas ilgis Å
H _α	6 562,793	6 562,78
H _β	4 861,327	4 861,32
H _γ	4 340,466	4 340,45
H _δ	4 101,738	4 101,735
H _ε	3 970,075	3 970,074
H _ζ	3 889,052	3 889,057
H _η	3 835,387	3 835,397
H _θ	3 797,900	3 797,910

Vėliau buvo įsitikinta, kad Balmerio formulė ne tik tinka vandenilio regimojo spektro linijų bangų skaičiams apskaičiuoti, bet kad tik ja, o ne kuria nors kita ir tegalima šiuos skaičius išreikšti; ji yra *pagrindinė spektrinė formulė*, rašoma dažniausiai taip:

$$\nu_0 = R \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right); \quad (15,2)$$

čia n_0 yra serijos pastovus, n — kintamas sveikasis skaičius.

Balmerio formulė (15,1) nusako vandenilio regimojo ir artimiausio ultravioletinio spektro serijos linijų bangų skaičių. Jau Balmeris spėjo, kad vandenilio spektre turėtų būti ir serija, kurios spektro linijų bangų skaičių nusako tokia formulė:

$$\nu_0 = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (15,3)$$

$n=4, 5, 6, \dots$ Iš tikrųjų 1908 m. Pašenas atrado infraraudonojoje vandenilio spektro srityje dvi spektro linijas, kurių bangų ilgiai

$\lambda_1 = 18\,751,3 \text{ \AA}$ ir $\lambda_2 = 12\,817 \text{ \AA}$; jos priklauso formulės (15,3) nusakomai serijai, vadinamai *Pašeno* vardu.

1906 m. Laimanas surado ultravioletinėje vandenilio spektro srityje linijas, kurių bangų skaičių išreiškia formulė

$$\nu_0 = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (15,4)$$

$n = 2, 3, 4, \dots$. Ši spektro linijų serija vadinama *Laimano* vardu. Jos pirmosios spektro linijos ($n = 2$) bangos ilgis $\lambda = 1\,215,7 \text{ \AA}$.

Be šių serijų, vandenilio infraraudonojoje spektro srityje yra pastebėtos serijos

$$\nu_0 = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (15,5)$$

$n = 5, 6, 7, \dots$, spektro linijos. Dvi pirmąsias šios serijos linijas ($\lambda_1 = 2,63 \text{ }\mu$ ir $\lambda_2 = 4,05 \text{ }\mu$) išmatavo Breketas, todėl serija vadinama jo vardu. Pagaliau 1924 m. Pfundas atrado serijos

$$\nu_0 = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (15,6)$$

$n = 6, 7, 8, \dots$, pirmąją liniją ($\lambda = 7,40 \text{ }\mu$); ši serija taipgi yra infraraudonojoje spektro srityje.

Iki 1913 m. vandenilio spektrui buvo priskiriamos dar dvi serijos. Vienos iš jų, 1912 m. Faulerio atrastos, tiriant vandenilio ir helio dujų mišinio spektrą, spektro linijų bangų skaičius nusakomas tokia formule:

$$\nu_0 = 4R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{i^2} \right), \quad (15,7)$$

$n = 4, 5, 6, \dots$. Antrosios serijos spektro linijas Pikeringas pastebėjo ž. Pupis ūkuose; šios serijos spektro linijų bangų skaičius išreiškiamas taip:

$$\nu_0 = 4R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{i^2} \right), \quad (15,8)$$

$n = 5, 6, 7, \dots$. Vėliau paaiškėjo, kad tai yra helio jono (He^+) spektro linijos. Be šių serijų, jonizuoto helio ultravioletinėje spektro srityje yra žinomos tokios dvi spektro linijų serijos:

$$\nu_0 = 4R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (11,9)$$

$n=2, 3, 4, \dots$, ir

$$\nu_0 = 4R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (11,10)$$

$n=3, 4, 5, \dots$ (11,9) serijos dviejų spektro linijų bangos ilgiai yra tokie: $\lambda_1=303,6 \text{ \AA}$ ir $\lambda_2=256,3 \text{ \AA}$.

Tai rodo, kad jonizuoto helio ir vandenilio spektrai yra labai panašūs; tik R skaitinė reikšmė šiek tiek skiriasi nuo anksčiau pažymėtos; čia $R=109\,722 \text{ cm}^{-1}$.

§ 16. SUNKESNIŲJŲ ATOMŲ LINIJINIAI SPEKTRAI

Nors sunkesniųjų atomų spektrai yra sudėtingesni ir turi daugiau spektro linijų, bet jas taip pat galima sugrupuoti į atskiras serijas. Ypač lengvai suskirstomos į serijas vienvalečių (šarminių metalų) elementų spektro linijos. Didėjant elementų valentingumui, daugėja spektro linijų, ir vis sunkiau jas skirstyti serijomis. Pagaliau spektrai pasidaro tokie painūs ir turi tiek daug linijų (pvz., Fe, Co, Ni ir kitų jiems giminingų elementų spektrai), kad jas griežtai suskirstyti į serijas nebeįmanoma. Tačiau ir čia surandamos turinčios panašią struktūrą linijų grupės.

Vienvalečių elementų spektro linijos lengvai suskirstomos į atskiras serijas. Tos pačios serijos spektro linijų, kaip ir vandenilio spektro linijų, bangų skaičiai reiškiami dviejų skaičių — *termų* skirtumu. Tačiau termai jau yra sudėtingesni ir taip atrodo:

$$T_n = \frac{R}{n_{ef}^2} = \frac{R}{(n+a)^2}; \quad (16,1)$$

čia n_{ef} — efektyvusis kvantinis skaičius (§ 30), a — nedidelė, atskiros serijos pastovi pataisa. Taigi šių elementų spektro linijų bangų skaičius išreiškianti formulė skiriasi nuo Balmerio formulės tik nedidele pataisa a . Vienvalečių elementų optinių (ultravioletinio, regimojo ir infraraudonojo) spektrų linijos iš pradžių buvo skirstomos į 4 serijas: *vyriausiąją*, *difuzinę*, arba *šalutinę I*, *ryškiąją*, arba *šalutinę II*, ir *pagrindinę*, arba *fundamentinę*. Atskirų serijų spektro linijų bangų skaičius yra taip reiškiamas:

vyriausiosios serijos: $\nu_0 = R \left[\frac{1}{(1+s)^2} - \frac{1}{(n+p)^2} \right]; n=2, 3, 4, \dots$

$$\begin{array}{ll}
 \text{difuzinės serijos} & v_0 = R \left[\frac{1}{(z+p)^2} - \frac{1}{(n+a)^2} \right]; n=3, 4, 5, \dots, \\
 \text{ryškiosios „} & v_0 = R \left[\frac{1}{(2+p)^2} - \frac{1}{(n+s)^2} \right]; n=2, 3, 4, \dots, \\
 \text{pagrindinės „} & v_0 = R \left[\frac{1}{(3+d)^2} - \frac{1}{(n+f)^2} \right]; n=4, 5, 6, \dots
 \end{array}$$

Cia s, p, d, f yra aukščiau minėtos termų pataisos, n — sveikasis kintamas skaičius. Pvz., Na $s=0,4$, o Cs $s=0,87$; pataisos p reikšmė kinta tarp 0 ir 0,3; tik sunkiausių šarminių metalų pataisų d ir f reikšmės kiek skiriasi nuo nulio. Palyginę spektro serijų formules su Balmerio vandenilio atomo spektro serijas nusakančiomis formulėmis (§ 15), matome, kad vandenilio atomo ir į jį panašių jonų konstantos s, p, d, f yra lygios nuliui. Daugiausia savo sandara į Balmerio seriją yra panaši pagrindinė serija; jos pataisa labai maža; pati serija yra infraraudonojoje spektro srityje. Įvedę *efektyvų pagrindinį kvantinį skaičių* $n_{ef} = \sqrt{\frac{R}{T_n}}$, galime nusakyti panašia į (15,1) formulę lygtimi ir sunkesnių atomų spektro linijų bangų skaičių, nors tų atomų struktūra nėra panaši į vandenilio atomo. Efektyvusis pagrindinis kvantinis skaičius n_{ef} yra vienreikšmiškai nusakytas ir su randamas iš spektrų.

Spektro linijos paprastai žymimos termų simboliais, kurie sutrumpintai nusako pačius terminus. Apskritai, bet kuris terminas $\frac{R}{(n+a)^2}$ žymimas nA , taigi termą $\frac{R}{(1+s)^2}$ reikia žymėti $1S$. Įvedus tokį simbolinį termų žymėjimą, serijas reikia pažymėti taip:

$$\begin{array}{ll}
 \text{vyriausiąją seriją:} & v_0 = 1S - nP; n=2, 3, 4, \dots, \\
 \text{difuzinę „} & v_0 = 2P - nD; n=3, 4, 5, \dots, \\
 \text{ryškiają „} & v_0 = 2P - nS; n=2, 3, 4, \dots, \\
 \text{pagrindinę „} & v_0 = 3D - nF; n=4, 5, 6, \dots
 \end{array}$$

Pirmiausia reikia pažymėti, kad serijos nėra visai nepriklausomos viena nuo kitos. Jų (išskyrus vyriausiąją) pastovieji terminai-ribos yra lygūs vienai iš reikšmių, kokias gali įgyti kitų serijų kintamieji terminai. Todėl, pvz., vyriausiosios serijos pirmosios spektro linijos bangų skaičius v_0 yra lygus vyriausiosios ir difuzinės serijos ribų bangų skaičių skirtumui:

$$v_0 = 1S - 2P.$$

Apskritai, visiems spektrams tinka Ritco paskelbtas spektrinių termų *kombinacijos principas*. Jis tvirtina, kad, *sudėję bei atėmę bet kuriuos du spektrinius terminus, gauname reikšmę, kuri nusako spektro linijos bangų skaičių*. Bet kurios spektro linijos bangų skaičių galime išreikšti dviejų jau žinomų spektro linijų termų skirtumu; tačiau ne kiekvieną, taip kombinuojant terminus, gautą skirtumą atitinka spektro linija, nes ne visos kombinacijos yra leidžiamos, kai atomas yra normaliose sąlygose. Taigi reikia tam tikru būdu terminus atrinkti. Iš spektrų tyrimų išaiškėjo, kad termą S galime kombinuoti tik su terminu P , šį su S ir D , o termą D — su P ir F ir t. t.

Tiriant spektro linijas didesnės skiriamosios galios spektrometrais, buvo surasta, kad kai kurios jų nėra vientisos, bet sudėtos iš dviejų, trijų, o kartais ir daugiau atskirų linijų — *komponentų*; sakoma, *spektro linijos turi savo smulkiąją struktūrą*. Pvz., natrio vyriausiosios serijos pirmoji (geltonoji D) linija yra sudėta iš dviejų linijų: D_1 ($\lambda_1 = 5896 \text{ \AA}$) ir D_2 ($\lambda_2 = 5890 \text{ \AA}$). Vyriausiosios serijos linijos yra *dvilypės (doubletai)*; trumpesniųjų bangų kryptimi nuotolis tarp linijos komponentų mažėja, jie vis daugiau suartėja ir galų gale susilieja į vieną liniją. Taigi šios serijos abu komponentai turi bendrą ribą. Vadinasi, vyriausiosios serijos termų pataisa p turi dvi reikšmes, p_1 ir p_2 , atseit, terminas P yra dvilypis. Difuzinės ir ryškiosios serijos spektro linijos taipgi yra dvilypės, bet nuotolis tarp jų komponentų pastovus, taigi kiekvienas komponentas turi savo atskirą ribą; vadinasi, šios serijos turi dvilypę ribą, ir abiem serijoms ji yra vienoda. Šių serijų terminas P yra dvilypis. Didesnio eilės numerio (pradedant Cs) vienvalenčių elementų spektrai rodo, kad termai D ir F yra taip pat dvilypiai. Bet tada difuzinės ir pagrindinės serijų spektro linijos turėtų būti *keturypės (kvadrupletai)*; spektro linijų tyrimai parodė, jog jos yra *trilypės (tripletai)*, nes kai kurie linijų komponentai yra uždrausti ir nespinduliuojami. Termų daugialypumas žymimas skaičiumi, kuris paprastai rašomas termino simbolio kairėje pusėje aukštai; pvz., 2P , 1S , 3D ir t. t. Vienvalenčių atomų spektro linijų termai yra dvilypiai, išskyrus visada vienlypį termą S .

Sarminių metalų atomo kamieno elektrostatinio veikimo dėka kai kurį pagrindinį kvantinį skaičių n atitinkantis energinis būvis pasiskirsto į keletą skirtingų būvių, taigi į keletą

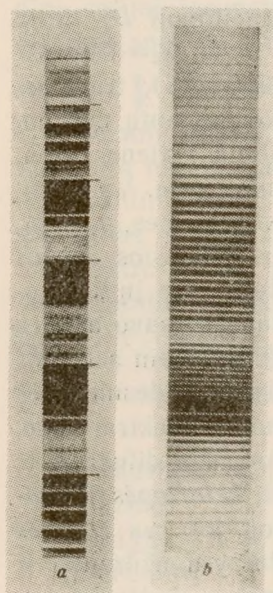
atskirų termų S , P , D ir t. t. Vandenilio atome šie termai sutampa.

Pagaliau, be minėtų serijų linijų, yra pastebėtos spektro linijos, kurios priklauso kitoms serijoms, pvz.,

$$2S - nP; 3P - nD; 2P - nP \text{ ir kt.}$$

Pirmosios dvi serijos savo struktūra yra panašios į vyriausiąją bei difuzinę; jos yra lyg ir *antrinės vyriausioji ir difuzinė serijos*. Trečiosios serijos spektro linijos pasitaiko labai retai ir tik tada, kai jas spinduliuojantis atomas yra nenormaliose sąlygose, pvz., stipriame elektriniame arba magnetiniame lauke.

Dvivalenčių atomų spektrai yra sudėtingesni. Juose aiškiai išsiskiria dvi termų — *vienalypių* ir *trilypių* — sistemos. Kiekvienos sistemos termus, taipgi ir spektro linijas, galima suskirstyti į serijas, panašias į vienvalečių elementų spektrų serijas: į *vyriausiąją*, dvi *šalutines*, *pagrindinę* ir $3D - nP$; pastaroji yra infraraudonojoje spektro dalyje. Apskritai, su termų sistemomis smulkiau susipažinsime, nagrinėdami atomo struktūrą.



15 pav.

§ 17. MOLEKULINIAI SPEKTRAI

Dujos ir garai kartais spinduliuoja spektrus, sudėtus iš daugelio atskirų, kartais su tamsiais tarpais, šviesių juostų, kurios sudaro lyg ir vientisinį spektrą. Tačiau, būdamos daugiau išbarstytos, jos išsiskirsto į daug atskirų spektro linijų. Tokius spektrus spinduliuoja medžiagos molekulės; juos vadiname *molekuliniais*, arba *juostiniais* (plačia šio žodžio prasme) *spektrais*. 15 pav. pavaizduota: a) PN juostinis emisijos spektras ir b) C_2H_2 absorbcijos juosta, turint didelę dispersiją.

Šviesių molekulinų ir atominių spektrų sužadinimo sąlygos žymiai skiriasi. Molekulinų spektrų sužadinimas turi būti silpnas, kad spektrus spinduliuojančios molekulės nepradėtų disoci-

juotis į atomus arba atomų grupes. Pvz., Voltos lanko ryškus stulpelio vidurinė dalis, kur temperatūra siekia 7000°C , spinduliuoja tik atominį spektrą; ir tik vėsesnės pakraštinės šviesos stulpelio dalys spinduliuoja ryškius molekulinis spektrus. Degant lankui ore, matomi ryškūs oksidų bei nitridų, o vandenilio atmosferoje — hidridų spektrai, nes užtenka tik nežymių metalų priemaišų, kad jie būtų sužadinti.

Be to, molekulinis spektrus galima sužadinti rusenančiu išsielektrininimu (su elektrodais ir be jų); paprastai anodinis šviesos stulpelis spinduliuoja neutralių, o katodinis švytėjimas — molekulių jonų (CO^+ , N_2^+ , O_2^+ ir kt.) spektrus. Ypač reikšmingas yra *fluorescencinis molekulių spektrų sužadinimas*. Šiuo atveju molekulės nušviečiamos trumpųjų bangų monochromatinė šviesa ir tiriamas jų fluorescencinio spinduliavimo spektras. Keisdami sužadinamosios šviesos bangos ilgį, vadinasi, ir sužadinamąją energiją, galime sužadinti įvairias molekulinio spektro dalis ir tuo būdu tiksliai surasti spektro linijų ir jų termų padėtį.

Molekuliniai spektrai labai sėkmingai tiriami ir *superaukšto dažnumo spektroskopijos metodu*. Ypač jis vertingas tada, kai reikia tiksliau išmatuoti labai mažus energijos skirtumus, pvz., tiriant molekulių Zėmano ir Starko efektą, rotacijos termų skilimus, atomų branduolių sukinį, kvadrupolinį momentą ir pan.

Paprastai galime sužadinti molekulinis emisijos ir absorbcijos spektrus. Jie tiriami tokiais pat prietaisais, kaip ir atominiai spektrai.

Ištyrus dviatomų molekulių emisiją bei absorbciją, paaiškėjo, kad molekulės spinduliuoja šviesias juostas arba linijas trijose spektro srityse ir kad atskirų sričių molekuliniai spektrai žymiai skiriasi savo struktūra.

Tolimoje infraraudonojoje spektro srityje matome vienodai nutolusių tarp savęs spektro linijų, kurios sudaro molekulės *rotacijos spektrą*, eilę. Daugiaatomų molekulių rotacijos spektras susideda iš kelių palyginti nesudėtingų spektro linijų eilių.

Artimojoje kelių mikronų bangos ilgio infraraudonojoje spektro srityje užtinkame jau daugiau, bet aiškiai dėsningai išdėstytų spektro linijų eilių. Trumpųjų bangų pusėje tos eilės pereina į fotografinę infraraudonąją spektro sritį. Ši molekulių spektrą vadiname *rotacijos-vibracijos spektru*.

Fotografinėje infraraudonojoje, regimojoje ir ultravioletinėje spektro srityje matome daug dėsningai išsidėsčiusių spektro linijų telkinių; šiuos telkinius vadiname *juostomis*, o visą spektrą — *juostiniu spektru*. Stebint mažesnės skiriamosios galios spektriniu prietaisu, šie telkiniai atrodo vientisomis šviesiomis juostomis. Juostinis spektras taipogi pasižymi trilype struktūra. Jį sudaro kelios aiškiai išskiriamos *juostų sistemų grupės*. Kiekviena jų susideda iš daugiau arba mažiau juostų, kurias kartais galime sugrupuoti į atskiras *juostų sistemas*. Ir pagaliau kiekviena juosta susideda iš tvarkingai paskirstytų *spektro linijų*.

Ši trilypė ir vietos, ir tvarkos požiūriu molekulinio spektro struktūra atitinka visos molekulės trejopos formos energiją bei jos trejopą kitimo būdą. Daugiaatomės molekulės atomai gali suktis aplink ašis, statmenas atomų centrus jungiančioms linijoms. Atomų sukimosi energija sudaro molekulės *rotacijos energiją*. Be to, atomai gali svyruoti išilgai jungiančios jų centrus linijos; ši molekulės energijos dalis vadinama *vibracijos energija*. Pagaliau atomų elektronai taipgi turi tam tikrą energijos išteklių; o be to, molekulę galima sužadinti, kad ji spinduliuotų, suteikiant jai žadinamąją energiją; ši molekulės energijos dalis yra jos *elektronų sužadinimo energija*. Kintant šioms molekulės energijos dalims, molekulė išspinduliuoja (arba absorbuoja) visą molekulinį spektrą arba atskiras jo dalis.

Molekulės rotacinė energija keičiasi labai nedaug, todėl rotacijos spektras yra labai tolimoje infraraudonojoje spektro srityje. Žymiai daugiau kinta atomų vibracijos energija; kartu su pastarąja kinta ir rotacijos energija. Šiuo atveju išspinduliuojamas rotacijos-vibracijos spektras, kuris yra artimoje infraraudonojoje spektro srityje. Bet daugiausia kinta molekulės energija, elektronams atomuose šuoliais peršokant iš vieno energijos lygio (orbitos) į kitą. Tada išspinduliuojamas tikrasis juostinis spektras, kuris yra regimojoje ir ultravioletinėje spektro srityse.

Molekulinio spektro trilypę struktūrą galime ir taip aiškinti. Tegu iš pradžių molekulės energija kinta, tik kintant elektronų pasiskirstymui atomuose. Tada yra spinduliuojamas linijinis spektras, panašus į atominį spektrą. Jis susideda iš atskirų, vadinamų *pagrindinėmis*, spektro linijų, kurios atstoja iš tikrųjų

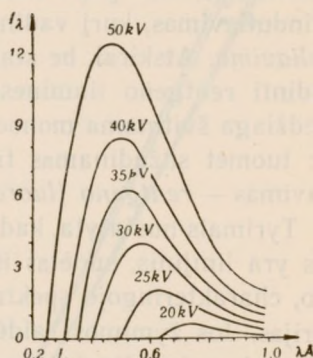
matomas juostų sistemos. Jei tuo pat metu kinta molekulės ir vibracijos energija, tai kiekvieną pagrindinę liniją atitinka visa vibracijos būvio pakitimų atitinkančių spektro linijų eilė. Kitaip tariant, pagrindinė spektro linija suskyla į vadinamųjų *nulinių* spektro linijų sistemą. Nulinių spektro linijų padėtis atitinka juostų vietą juostų sistemoje. Prasidėjus molekulės rotacijos energijos kitimams, nulinės linijos suskyla į *juostas*. Dabar spektrą sudaro juostų eilė, nes kiekvieną pagrindinę bei kiekvieną nulinę spektro liniją atitinka daug galimų rotacijos energijos pakitimų, kurie sukelia rotacijos spektro linijų spinduliavimą. Taigi, ir šitaip aiškinant molekulinio spektro kilmę, iškeliami trilypė juostinių spektrų struktūra.

§ 18. RENTGENO SPINDULIŲ SPEKTRAI

1. Išsistinis rentgeno spindulių spektras

Stabdant elektronų srautą antkatodu, jeigu elektronų energija nėra didesnė už tam tikrą dydį, būdingą antkatodo medžiagai, išspinduliuojamas *išsistinis rentgeno spindulių spektras*. Jį kartais vadiname *baltuoju rentgeno spindulių spektru*. Jis pasižymi tokiomis ypatybėmis. Spinduliavimo stiprumas I_λ spektre priklauso nuo bangos ilgio λ ;

šią priklausomybę pavaizduoja 16 pav. kreivės. Tam tikro bangos ilgio spinduliavimas yra stipriausias. Bangoms ilgėjant bei trumpėjant, spinduliavimas silpnėja. Ilgųjų bangų pusėje jo stiprumas asimptotiškai mažėja ir, bangoms ilgėjant, artėja į nulį; o trumpųjų bangų pusėje spinduliavimo stiprumas mažėja daug staigiau ir, esant tam tikro ilgio bangoms, visai išnyksta. Atseit, šioje spektro



16 pav.

pusėje turime griežtą spinduliavimo ribą L , kurią atitinka dažnumo ν_m arba ilgio λ_m banga. Iš 16 pav. kreivių matyti, kad, rentgeno spindulių vamzdžių įtampai U_0 kylant, riba slenka į trumpųjų bangų pusę. Sužadinančių rentgeno spindulių

elektronų greitį v ir kilusio, juos stabdant, ištisinio rentgeno spindulių spektro ribos dažnumą ν_m sieja toks ryšys:

$$U_0 e = \frac{1}{2} m_e v^2 = h \nu_m, \quad (18,1^*)$$

čia m_e yra elektrono masė, e — jo elektros krūvis, h — Planko konstanta. Taigi

$$\nu_m = \frac{e U_0}{h}$$

arba, ν_m pakeitus λ_m ,

$$\lambda_m = \frac{ch}{e U_0},$$

nes $\nu_m \lambda_m = c$; čia c yra šviesos greitis vakuume.

2. Charakteringasis rentgeno spindulių spektras

Stabdydami greitesnius elektronus, sužadinto rentgeno spinduliavimo stiprumo spektrinio pasiskirstymo kreivėje matome keletą iškilų. Pastarųjų pobūdis priklauso nuo antikatodo medžiagos ir elektronų greičio, ir, šiems kintant, jos kinta. Vadinasi, šiuo atveju šalia stabdomojo rentgeno spinduliavimo sužadinamas dar papildomas, būdingas antikatodo medžiagai spinduliavimas, kurį vadiname *charakteringuoju rentgeno spinduliavimu*. Atskirai, be stabdomojo spinduliavimo, jį galime sužadinti rentgeno liuminescencijos būdu. Šiuo tikslu tiriamoji medžiaga švitinama monochromatiniu rentgeno spindulių pluoštu; tuomet sužadinamas tik charakteringasis rentgeno spinduliavimas — *rentgeno fluorescencija*.

Tyrimais nustatyta, kad charakteringojo spinduliavimo spektras yra linijinis, sudėtas iš atskirų spektro linijų. Kaip ir optinio, charakteringojo spektro linijas galime suskirstyti į atskiras serijas. Jos žymimos raidėmis K , L , M , N , O ir t. t. To paties elemento spinduliavimo bangos ilgis didėja, einant nuo K -serijos prie N - ir t. t. Kiekvienoje serijoje turime po keletą spektro linijų. K -serijai priklauso spektro linijos K_α , K_β ir K_γ . Linijų skaičius didėja tolimesnėse spektro linijų serijose. 5-je lentelėje surašyti molibdeno (Mo), sidabro (Ag) ir volframo (W) charakteringojo spektro K - ir L -serijų spektro linijų bangų ilgiai. Šalia elemento cheminio simbolio parašyti skaičiai reiškia: vir-

šuje — elemento atominį svorį, apačioje — jo eilės numerį periodinėje elementų sistemoje.

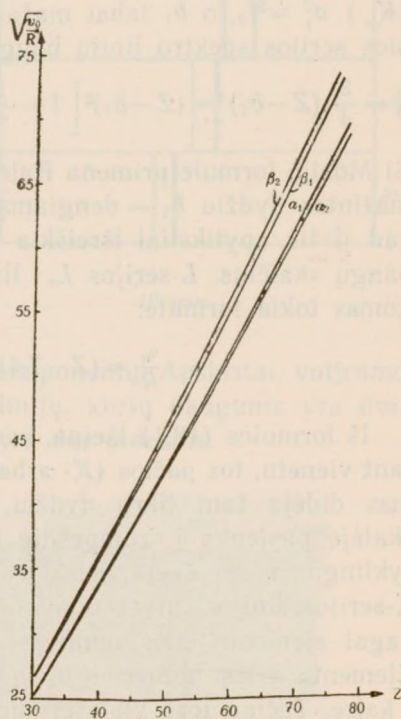
5 lentelė

Kai kurių elementų charakteringasis spektras

	Bangų ilgiai angstremais (Å)						
	K_{α}	K_{β}	K_{γ}	L_{α}	L_{β_1}	L_{β_2}	L_{γ}
Mo ^{96,0} ₄₂	0,710	0,631	0,619	5,40	5,17	4,91	4,71
Ag ^{107,9} ₄₇	0,560	0,496	0,486	4,15	3,93	3,69	3,51
W ¹⁸⁴ ₇₄	0,211	0,184	0,179	1,48	1,28	1,24	1,095

Iš lentelės matyti, kad L -serijos spektro linijų bangų ilgiai yra didesni už K -serijos ir kad, elementų atominiam svoriui didėjant, tos pačios (K - arba L -, arba M -) serijos spektro linijų bangų ilgiai mažėja, taigi charakteringieji spinduliai kietėja. Reikia pažymėti, kad bet kurio elemento rentgeno spindulių charakteringasis spektras nepriklauso nuo to, ar šis elementas yra chemiškai susijungęs su kitais elementais, ar ne.

Vadinasi, elementų charakteringasis rentgeno spindulių spektras priklauso nuo elemento atominio svorio. Elementų charakteringojo spektro linijų bangų ilgius pirmasis išmatavo Mozlis ir surado, kad spektro linijos dažnumas, vadinasi, ir jos bangų skaičius, yra elemento eilės numerio periodinėje elementų sistemoje funkcija; jei dažnumą pažymėsime ν ,



17 pav.

o elemento eilės numerį — Z , tai K -serijos linijų ν taip reiškiamas:

$$\sqrt{\nu} = a(Z - b); \quad (18,1)$$

čia a ir b yra tam tikros konstantos, skirtingos atskiroms K_α -, K_β - ir K_γ - spektro linijoms. 17 pav. grafiškai vaizduojama K -serijos spektro linijų dažnumo ν , tikriau sakant $\sqrt{\frac{\nu_0}{R}}$ priklausomybė nuo Z . Priklausomybės kreivės labai mažai (ypač K_α spektro linijos) tesiskiria nuo tiesių. Lygtis (18,1) išreiškia nustatytą *Mozlio dėsnį*. Pakeitę joje dažnumą bangų skaičiumi ν_0 ir įvedę Ridbergo konstantą, ją galime taip rašyti:

$$\sqrt{\frac{\nu_0}{R}} = a_1(Z - b_1); \quad (18,2)$$

čia a_1 ir b_1 taip pat yra konstantos, bet a_1 jau kitokios reikšmės; b_1 vadinama *dengiamąja konstanta*. K -serijos linijoms (K_α) $a_1^2 \approx 3/4$, o b_1 labai mažai tesiskiria nuo vieneto; tuomet šios serijos spektro linijų bangų skaičių galima taip išreikšti:

$$\frac{\nu_0}{R} = \frac{3}{4} (Z - b_1)^2 = (Z - b_1)^2 \left[1 - \frac{1}{4} \right] = (Z - b_1)^2 \left[\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right]. \quad (18,3)$$

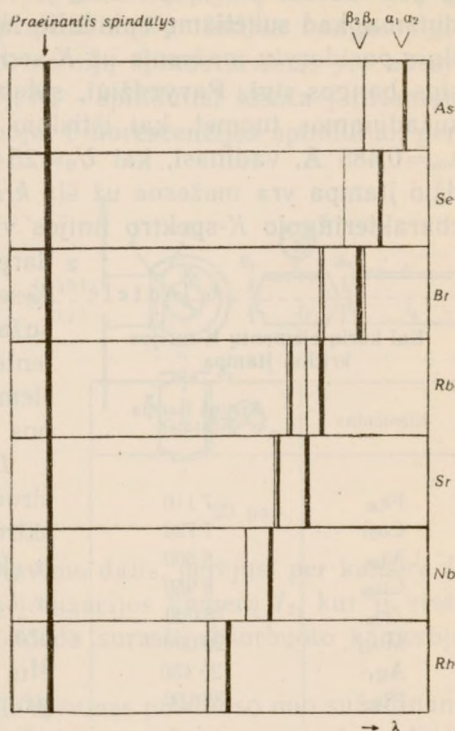
Ši Mozlio formulė primena Balmerio formulę, tik joje Z yra sumažintas dydžiu b_1 — dengiamąja konstanta. Reikia pažymėti, kad ji tik apytiksliai išreiškia didelio dažnumo spektrų linijų bangų skaičius. L -serijos L_α linijos bangų skaičius yra nusakomas tokia formule:

$$\frac{\nu_0}{R} = (Z - 7,4)^2 \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right]. \quad (18,4)$$

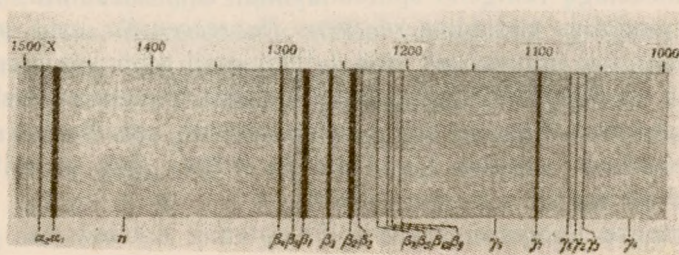
Iš formulės (18,1) išeina, kad, elemento eilės numeriui didėjant vienetu, tos pačios (K - arba L - ir t. t.) serijos linijų dažnumas didėja tam tikru dydžiu, taigi jos taisyklingai bangų skalėje paslenka į trumpesnių bangų pusę. Šio poslinkio taisyklingumas išryškėja, jei skirtingų elementų tos pačios, pvz., K -serijos, linijos sutvarkomos tam tikroje bangų skalėje iš eilės pagal elementų eilės numerį (Z), kaip tai padaryta 18 pav. Elementų eilės numeriui didėjant, linijos slenka taisyklingai į kairę. Tačiau tose vietose, kur elementų eilė nutrūksta (tarp Br ir Rb trūksta Kr, o tarp Sr ir Nb — Y ir Zr), suyra ir šis

taisyklingumas. Elementų serijų spektro linijas taip sutvarkius, galima patikrinti, ar elementai yra taisyklingai sudėti į eilę. Rentgeno spindulių charakteringasis spektras rodo, kad, tvarkant elementus periodinėje elementų sistemoje, reikia vadovautis ne jų atominiu svoriu, bet jų atomų branduolių elektros elementarių krūvių skaičiumi; šis ir nusako elemento eilės numerį. Be to, šis spektras rodo ir tuščias, dar neatrastų elementų periodinės sistemos vietas.

Vėlesni spektrografiniai tyrimai parodė, kad kai kurios charakteringojo spektro serijų linijos yra ne vientisinės, bet sudėtos iš atskirų linijų-komponentų, taigi turi smulkiąją struktūrą. L_{α} -linija yra dvilypė; ją sudaro $L_{\alpha_1}^-$ ir $L_{\alpha_2}^-$ linijos (19 pav.). L_{β}^- linija yra sudėtingesnė; L_{γ}^- linija taip pat yra sudėta iš kelių komponentų. Apskritai, volframo L-serija turi daugiau kaip 20 linijų, kurių dauguma yra dvilypės. M-serijos linijų skaičius yra dar didesnis.



18 pav.



19 pav.

Bent trumpai palieskime ir charakteringųjų spindulių sužadavimo sąlygas. Bet kurio elemento K -serijos linijų spektras gaunamas tik tada, kai rentgeno vamzdžio įtampa tiek padidinama, kad sukeliamų spindulių ištisinio spektro ribos bangos ilgis pasidarytų mažesnis už K -serijos spektro linijų trumpiausios bangos ilgį. Pavyzdžiui, sidabro K -serijos spektro linijos sužadinamos tuomet, kai ištisinio spektro ribos bangos ilgis $\lambda_m = 0,485 \text{ \AA}$, vadinasi, kai $U_0 = 25\,450 \text{ V}$. Kol rentgeno vamzdžio įtampa yra mažesnė už šią *kritinę įtampą* U_0 , tol sidabro charakteringojo K -spektro linijos visai nespinduliuojamos. Su-

6 lentelė

Kai kurių elementų K -serijos
kritinė įtampa

Elementas	Kritinė įtampa (voltais)
Fe ₂₆	7 110
Co ₂₇	7 720
Ni ₂₈	8 300
Cu ₂₉	8 950
Zr ₄₀	18 000
Mo ₄₂	20 000
Ag ₄₇	25 450
Pb ₈₂	89 100

darę šią įtampą, matome visas K -serijos spektro linijas, nes jos sužadinamos visos kartu. 6-je lentelėje sužymėtos kai kurių elementų K -serijos kritinės įtampos reikšmės.

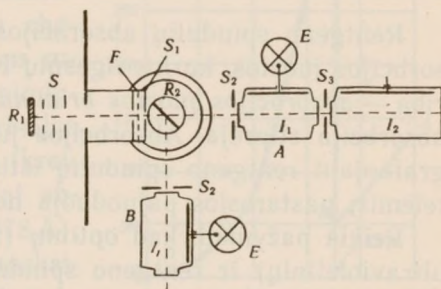
L -serijos spektro linijos pasirodo ne visos iš karto, bet atskiromis grupėmis, todėl jos ir skirstomos į 3 grupes: L_I , L_{II} ir L_{III} . M -serijos spektro linijos yra skirstomos į 5 grupes: M_I , M_{II} , M_{III} , M_{IV} , M_V . Kiekviena grupė turi savo skirtingo dydžio kritinę įtampą, taigi cha-

arakteringąjį L -spektrą atitinka 3, o M -spektrą — 5 kritinės įtampos reikšmės. Apskritai, spektrų žadinimo kritinės įtampos, elementų eilės numeriui Z augant, didėja proporcingai (apytiksliai) Z^2 .

Rentgeno charakteringąjį spektrą galime sužadinti, švitindami medžiagą rentgeno spinduliavimu. Taip sužadintus rentgeno spindulius vadiname *rentgeno fluorescencija*, arba *antriniais rentgeno spinduliais*. Spinduliuojamoji atomų fluorescencija yra tik charakteringasis spinduliavimas ir niekuo nesiskiria nuo jų pirminio charakteringojo spinduliavimo, sužadinamo stabdant elektronų srautą. Tik pastarąjį visada lydi ir baltasis spinduliavimas.

Rentgeno fluorescenciją tyrė Komptonas, naudodamas jonizacijos kamerą; 20 pav. pavaizduota įrengimo fluorescencijai

tirti schema. Monochromatiniams rentgeno spinduliams gauti naudojamos medžiagos R_1 antrinio rentgeno spektro K -serija. Spinduliai, perėję per sudarytą iš kelių plyšių kolimatorių S , krinta į filtrą F , kuris tepraleidžia K_α - linijos bangos ilgio spindulius. K_β - ir K_γ -spektro linijų spinduliavimas yra absorbuojamas. Perėję per plyšį S_1 , K_α - spinduliai krinta į tiriamąją medžiagą R_2 , kuri fluorescuoja. Fluorescencijos spinduliai, perėję per plyšį S_2 , patenka į jonizacijos kamerą I_1 , padėtą B ; ten jie absorbuoti sukelia jonizacijos srovę, matuojamą elektrometru E . Matuojant pirminio (K_α) rentgeno spinduliavimo stiprumą, tiriamoji medžiaga R_2 pašalinama, o jonizacijos kamera I_1 pasukama į A ; kai sužadintasis pirminis spinduliavimas yra stiprus, tai spinduliavimo dalis, perėjusi per kamerą I_1 ir plyšį S_3 , patenka į antrą jonizacijos kamerą I_2 , kur ji visai absorbuojama. Kamera I_2 padeda surasti absorbuoto kameroje I_1 spinduliavimo dalį.



20 pav.

Rentgeno fluorescencijos stiprumas priklauso nuo sužadinančio jo rentgeno spinduliavimo bangos ilgio; pastarajam didėjant, fluorescencija stiprėja. Bet sužadinančio spinduliavimo bangos ilgis visada turi būti mažesnis už absorbcijos juostos briaunos bangos ilgį.

Rentgeno fluorescencijos stiprumas priklauso nuo rentgeno vamzdžio antikatodo medžiagos eilės numerio. Pastarajam didėjant, fluorescencija silpnėja.

Rentgeno fluorescencija plačiai naudojama rentgeno spektro linijų smulkiajai struktūrai tirti bei rentgeninei spektrinei analizei. Pavyzdžiui, tiriant kietąją ($1,5 \div 2$) Å spektro dalį, tiriamoji medžiaga gali būti ne rentgeno vamzdyje; dėl to galima tirti ne tik kietų, bet ir skystų kūnų rentgeno spinduliavimą. Kaip jau minėjome, rentgeno fluorescenciją turime be baltojo (ištisinio) spektro, todėl padidėja charakteringojo spektro kontrastingumas, galima tirti ir silpnas linijas.

Apskritai, rentgeno fluorescencija yra palyginti silpna; ją tirti reikia jautriais imtuvais. Be to, fluorescencijos spektro linijų stiprumas priklauso nuo tiriamosios medžiagos cheminės sudėties; to paties elemento fluorescencijos stiprumas gali pakisti 1,5—2 kartus, pakitus cheminei medžiagos sudėčiai. Dėl to sumažėja rentgeninės spektrinės analizės tikslumas.

3. Rentgeno spindulių absorbcijos spektras

Rentgeno spindulių absorbcijos spektrą sudaro plačios absorbcijos juostos, kurios ilgesnių bangų pusėje baigiasi griežta riba — *absorbcijos juostos briauna*; einant į briauną, spindulių absorbcija stiprėja. Absorbcijos juostos buvo pastebėtos, fotografuojant rentgeno spindulių ištisinį spektrą AgBr fotoplokštelėmis; pastarosios pajuoduoja nevienodai.

Reikia pažymėti, kad optinių (infraraudonųjų, regimųjų bei ultravioletinių) ir rentgeno spindulių absorbcijos spektrai aiškiai skiriasi. Optiniai spektrai sudėti iš atskirų absorbcijos linijų. Rentgeno spindulių absorbcijos spektruose absorbcijos linijų neturime; čia absorbcijos spektrą sudaro plačios absorbcijos juostos.

Perėję per medžiagą, rentgeno spinduliai susilpnėja, nes jie yra iš dalies absorbuojami ir iš dalies išbarstomi. Taigi stebimąją rentgeno spindulių absorbciją reikia skirstyti į tikrąją absorbciją ir išbarstymą. Jei tikrosios absorbcijos koeficientą pažymėsime k , o išbarstymo — σ , tai stebimos absorbcijos koeficientas

$$\mu = k + \sigma \quad (18,5)$$

ir masės absorbcijos koeficientas

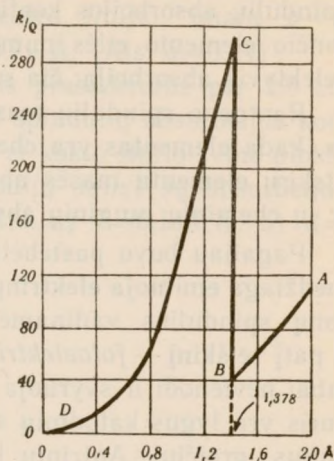
$$\mu/Q = k/Q + \sigma/Q. \quad (18,6)$$

To paties elemento tikrasis masės absorbcijos koeficientas k/Q priklauso nuo absorbuojamųjų spindulių bangos ilgio λ , o skirtingų elementų — ir nuo jų eilės numerio Z :

$$k/Q = a\lambda^3 Z^4; \quad (18,7)$$

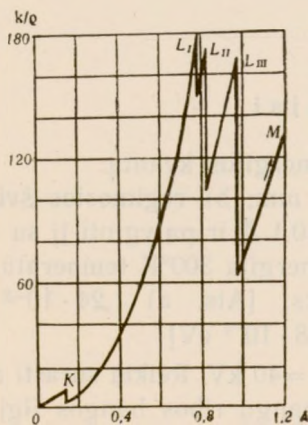
čia a yra proporcingumo koeficientas. Formulė (18,7) išreiškia *Brego* ir *Pirso* dėsnį. 21 pav. kreivė vaizduoja $\frac{k}{Q}$ priklausomybę

nuo bangos ilgio λ , einant spinduliams per vario plokštelę. Iš jos matyti, kad, bangos ilgiui mažėjant, k/q taip pat mažėja proporcingai λ^3 (kreivės dalis AB). Bet, pasiekęs bangos ilgį 1,378 Å, absorbcijos koeficientas staigiai padidėja (tiesė BC), nes čia pradedami spinduliuoti charakteringieji K -spinduliai. Šioje vietoje pasireiškia vadinamoji rentgeno spindulių selektyvioji absorbcija; energija absorbuojama charakteringiesiems K -spinduliams sužadinti. Toliau, rentgeno spindulių bangai trumpėjant, absorbcijos koeficientas vėl mažėja (kreivė CD). Išmatavę selektyviai absorbuotos bangos ilgį (čia 1,378 Å), iš lygties (18,1*) galime apskaičiuoti kritinę charakteringųjų K -spindulių įtampą; variui ji lygi 8 950 V.

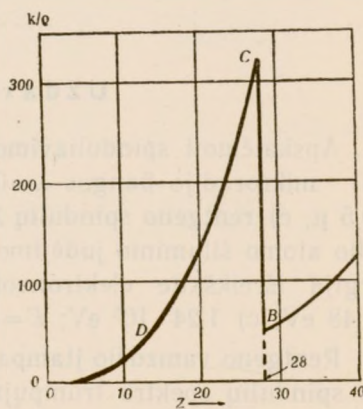


21 pav.

Tirdami ilgesnių (L -serijos) bangų rentgeno spindulių absorbciją, gauname tris selektyviosios absorbcijos sritis (22 pav.), kurios atitinka kritines įtampas, reikalingas L_I , L_{II} ir L_{III} spektrams sukelti. Kai rentgeno spinduliai eina per molibdeno plokštelę, tai selektyviai absorbuojamos 4,90, 4,70 ir



22 pav.



23 pav.

4,30 Å ilgio bangos; jas atitinka kritinės įtampos: 2 520, 2 630 ir 2 870 V.

Tikrasis absorbcijos koeficientas k/q priklauso ir nuo elemento. 23 pav. kreivė vaizduoja bangos ilgio 1,490 Å rentgeno spindulių absorbcijos koeficiento priklausomybę nuo absorbuojančio elemento eilės numerio. Kai $Z=28$ (nikelis), gauname selektyvią absorbciją; čia sužadinamas nikelio K -spektras.

Rentgeno spindulių masės absorbcijos koeficientas nepakinta, kada elementas yra cheminiame junginyje. Todėl, žinodami atskirų elementų masės absorbcijos koeficientą, galime surasti ir jų cheminių junginių absorbciją.

Pagaliau buvo pastebėta, kad rentgeno spindulių nušviesta medžiaga emituoja elektringas daleles — elektronus. Šiuos elektronų spindulius vadiname *antriniais katodiniais spinduliais*, o patį reiškinį — *fotoelektriniu reiškiniu*. Elektronų greičiai yra labai nevienodi ir svyruoja tarp nulinio ir tam tikro didžiausio, kuris yra lygus katodinių spindulių, sukeliančių rentgeno spindulius, greičiui. Antrinių katodinių spindulių kilimo procesas yra kaip tik priešingas rentgeno spindulių žadinimo procesui. Pastaruoju atveju katodinių spindulių elektronai, susidurdami su antikatodo atomais, sužadina juos spinduliuoti. Sukeldami antrinius katodinius spindulius, medžiagos atomai absorbuoja rentgeno spindulių energiją, kuri sunaudojama atomams jonizuoti.

Uždaviniai

1. Apskaičiuoti spinduliavimo energijos kvantą:

a) mikroradijo bangos $\lambda=0,1$ mm; b) regimosios šviesos $\lambda=0,5$ μ ; c) rentgeno spindulių $\lambda=0,1$ Å ir palyginti jį su vandenilio atomo šiluminio judėjimo energija 300°K temperatūroje. Energiją išreikškite elektronvoltais. [Ats. a) $1,24 \cdot 10^{-2}$ eV; b) 2,48 eV; c) $1,24 \cdot 10^5$ eV; $E=3,88 \cdot 10^{-2}$ eV]

2. Rentgeno vamzdžio įtampa $U=40$ kV. Reikia surasti rentgeno spindulių spektro trumpųjų bangų ribos bangos ilgį λ_m . [Ats. $\lambda_m=0,309$ Å]

3. Reikia surasti Ag K -serijos kritinę įtampą. Sidabro K -serijos trumpiausios spektro linijos K_γ bangos ilgis $\lambda_m = 0,486 \text{ \AA}$. [Ats. $U = 25630 \text{ V}$]

4. Reikia surasti Mozlio dėsni išreiškiančios lygties (18,2) konstantos a reikšmę Mo_{42} K_α -spektro linijai, imant $b \approx 1$. K_α -spektro linijos bangos ilgis $\lambda = 0,71 \text{ \AA}$. [Ats. $a = 0,24$]

5. Kokia rentgeno spindulių dalis prasiskverbs per $2,5 \text{ cm}$ storio aliuminio plokštelę? Rentgeno spindulių absorbcijos koeficientas aliuminyje $k_1 = 0,765 \text{ cm}^{-1}$. Per kokio storio švino plokštelę praeis tokia pat rentgeno spindulių dalis? Jų absorbcijos koeficientas švine $k_2 = 52,5 \text{ cm}^{-1}$. [Ats. a) $I = 0,148 I_0$; b) $d = 0,036 \text{ cm}$]

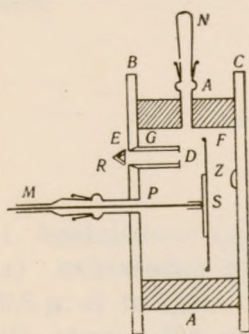


IV SKYRIUS

VANDENILIO ATOMO STRUKTŪRA

§ 19. α -DALELIŲ IŠBARSTYMAS. REZERFORDO FORMULĖ

Katodinių spindulių skvarbumas, jiems einant per medžiagą, rodo, kad medžiaga yra akyta; ji užpildo tik labai mažą savo užimtojo tūrio dalį, per kurią negali pereiti ir greitieji katodiniai spinduliai. Tų pačių spindulių absorbcijos priklausomybė nuo medžiagos tankio šį tą pasako ir apie pačią medžiagos struktūrą. Daugiau kiekybinio pobūdžio žinių apie pastarąją pirmasis yra gavęs Rezerfordas, tyrinėdamas α - (He^{2+}) dalelių išbarstymą, kai jos lekia per medžiagą. Stebint jų išbarstymą spintariskopu, į kurio ekraną sudavusi α -dalelė sukelia blyks-telėjimą, galima surasti, kiek dalelių išbarstoma įvairiomis kryptimis. Pasirodė, kad, kampui didėjant, išbarstytų tuo kam-



24 pav.

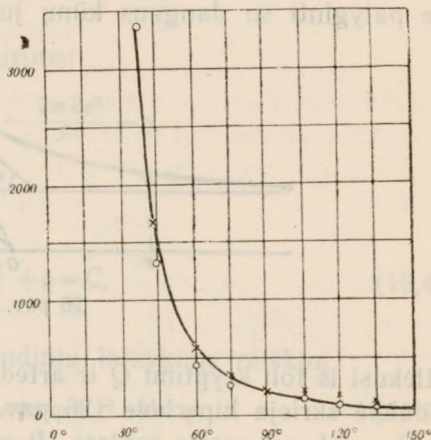
pu dalelių skaičius mažėja. Pasitaiko dalelių, kurios nuo pirminės krypties nukrypsta labai dideliu ($>150^\circ$) kampu. α -dalelių išbarstymą, be Rezerfordo, tyrė Geigeris, Čedvikas ir kt., norėdami išaiškinti, kaip priklauso išbarstytų tam tikru kampu dalelių skaičius nuo jų greičio, barstančios medžiagos ypatybių, jos sluoksnio storio ir stebėjimo kampo. Buvo tiriama šiuo būdu. 24 pav. pavaizduota Geigerio naudoto prietaiso schema. Prietaisą sudaro metalinis (žalvario) vamzdelis AA, kurio galai uždaryti stiklo plokštelėmis B ir C. Ties E yra plonos žėručio plokštelės uždarytas langelis, pro kurį į vamzdelį įlekia RaC (R) spinduliuojamos α -dalelės. Ant sukamo skritulio S pritvirtina-

mos įvairaus storio ir medžiagos plonytės plokštelės. Sukant skritulį, kiekvieną iš tų plokštelių galima pastatyti prieš langelį; tuomet α -dalelės, pralėkusios diafragmą D , pereina per jos angą ir, išbarstytos visomis kryptimis, nulekia į fluorescencijos ekranėlį Z , kur sukelia blykstelėjimus (scintiliacijas); pastaruosius stebime žiūronu. α -dalelių greičiu keisti tarp R ir E įdedamos įvairaus storio žėručio plokštelės. Matuojant išbarstytų skirtingais kampais α -dalelių skaičių, ekranėlis su žiūronu yra taip įtaisomas prieš barstančiąją plokštelę, kad galima būtų jį pasukti įvairiomis kryptimis.

Eksperimentiniais matavimais buvo surasta, kad išbarstytų bet kuria kryptimi dalelių skaičius yra tiesiog proporcingas medžiagos sluoksnio storiui, apytikriai proporcingas medžiagos atominio svorio kvadratui ir atvirkščiai proporcingas dalelių greičio ketvirtajam laipsniui. Be to, šis skaičius priklauso ir nuo barstymo kampo; šią priklausomybę vaizduoja 25 pav. kreivė; čia abscisių ašyje yra sužymėti išbarstymo kampai φ , o ordinačių — išbarstytų dalelių skaičius.

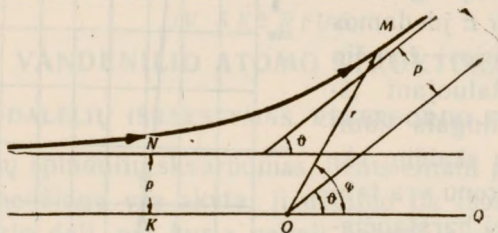
Kreivė rodo, kad, išbarstymo kampui didėjant, išbarstytų dalelių skaičius staigiai mažėja, bet jis nėra lygus nuliui ir tada, kai kampai didesni už 150° .

α -dalelių išbarstymas aiškinamas taip. Lekiančias per medžiagą α -daleles nukreipia barstomieji centrai — dalelės, turinčios teigiamą elektros krūvį ir didelę masę. Išbarstytų tam tikra linkme α -dalelių skaičius didėja, didėjant atominiam svoriui; reikia manyti, kad didesnio atominio svorio barstomųjų centrų elektrinio lauko stiprumas, taigi ir jų turimų elementarių elektros krūvių skaičius, turi būti didesnis. Nukreipiančiam α -dalelę centrui priskirkime tokią didelę masę, kad jis visai nepajudėtų,



25 pav.

susidūręs su dalele. Tegu jis turi Z elementarių elektros krūvių, o tarp jo ir α -dalelės veikia Kulono dėsniu nusakoma jėga. Jei nuotolis tarp jų yra r , tai jų sąveikos potencialinė energija $U = \frac{2Ze^2}{r}$, nes α -dalelė turi 2 elementarius elektros krūvius. α -dalelės judėjimą barstomojo centro elektriniame lauke galime palyginti su dangaus kūnų judėjimu traukos jėgų lauke.



26 pav.

Atlėkusi iš toli kryptimi Q ir artėdama prie barstomojo centro, α -dalelė skrieja hiperbole (26 pav.), kurios išoriniame židinyje O yra barstomasis centras. Ji nukrypsta kampu θ , jos pradinė ir galinė judėjimo kryptis sutampa su asimptočių kryptimi. Tegu α -dalelė, skriedama toli nuo barstomojo centro greičiu v , atsiduria taške M . Pažymėkime jos nuotolį nuo barstomojo centro $OM = r$, o taikymo nuotolį $KN = p$. Pritaikykime α -dalelės judėjimui energijos E ir judėjimo kiekio P išsilaikymo dėsnius:

$$\frac{m}{2} \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right] + \frac{2Ze^2}{r} = E = \text{const} \quad (19,1)$$

ir

$$mr^2 \frac{d\varphi}{dt} = P = \text{const}; \quad (19,2)$$

čia m yra α -dalelės masė, $\frac{dr}{dt}$ ir $\frac{d\varphi}{dt}$ — jos radialinis bei kampinis greitis polinėje koordinatinių sistemoje (r, φ) , Iš lygties (19,2)

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{P}{mr^2} \quad \text{ir} \quad \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{P}{mr^2} \frac{dr}{d\varphi}.$$

Įrašę pastarąjį reiškinių į (19,1), gauname:

$$\frac{1}{2} \left[\frac{P^2}{mr^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 + \frac{P^2}{mr^2} \right] + \frac{2Ze^2}{r} = E. \quad (19,3)$$

Pažymėkime $\frac{1}{r} = q$; tada $\frac{d q}{d \varphi} = -\frac{1}{r^2} \frac{dr}{d \varphi}$.

Taigi iš (19,3)

$$\left(\frac{1}{r^2} \frac{dr}{d \varphi}\right)^2 = \left(\frac{d q}{d \varphi}\right)^2 = \frac{2Em}{P^2} - 2 \frac{2Zme^2}{P^2} q - q^2.$$

Dar kartą išdiferencijavę, turime:

$$\frac{d^2 q}{d \varphi^2} = -\frac{2mZe^2}{P^2} - q,$$

o pažymėję $-\frac{2mZe^2}{P^2} = C$,

$$\frac{d^2 q}{d \varphi^2} + q = C. \quad (19,4)$$

Sios lygties bendru sprendiniu laikykime reiškini

$$q = C + A \cdot \cos \varphi + B \cdot \sin \varphi. \quad (19,5)$$

Iš pradžių, esant dalelei labai toli, $\varphi = \pi$, $r = \infty$ ir $q = 0$; taigi $A = C$. Pažymėkime $y = r \cdot \sin \varphi$; tada $\frac{1}{y} = \frac{1}{r \cdot \sin \varphi} = \frac{q}{\sin \varphi}$.

Padaliję lygtį (19,5) iš $\sin \varphi$, gauname:

$$\frac{1}{y} = \frac{C(1 + \cos \varphi)}{\sin \varphi} + B. \quad (19,6)$$

Kai $\varphi = \pi$, $y = p$; įrašę tai į pastarąją lygtį, gauname

$$B = \frac{1}{p},$$

nes lygties dešinėsios pusės pirmasis narys virsta nuliu. Taigi lygties (19,4) bendras sprendinys yra toks:

$$q = C(1 + \cos \varphi) + \frac{1}{p} \sin \varphi. \quad (19,7)$$

Kai $r = \infty$, α -dalelės nukrypimo kampas $\varphi = \theta$; tada $q = \frac{1}{r} = 0$, taigi

$$0 = C(1 + \cos \theta) + \frac{1}{p} \sin \theta$$

arba

$$-\frac{1}{Cp} = \frac{1 + \cos \vartheta}{\sin \vartheta} = \operatorname{ctg} \vartheta/2.$$

Irašę C reikšmę, gauname:

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{P^2}{2mZe^2p} = \frac{mv^2p}{2Ze^2}, \quad (19,8)$$

nes $P = mvp$. Formulė (19,8) išreiškia α -dalelių nuokrypio kampo priklausomybę nuo jų greičio v , barstomosios medžiagos elementarių elektros krūvių skaičiaus Z ir taikymo nuotolio p .

Patikrinti jos eksperimentiniu būdu negalima, nes į ją įeina tiesioginiu būdu neišmatuojamas dydis p . Tačiau ši formulė gali būti α -dalelių išbarstymo statistinės teorijos pagrindas.

Apskaičiuokime tikimybę, kad kokia nors α -dalelė, praskverbdama per taikinį M (27 pav.), pralekia pro kurį nors taikinio centrą O nuotolyje tarp p ir $p + dp$. Ši tikimybė lygi apskrieto aplink centrą O žiedo ploto $2\pi p \cdot dp$ ir α -dalelių srauto skerspjūvio ploto S santykiui, taigi $\frac{2\pi p \cdot dp}{S}$; dp yra žiedo plotis.

Jeigu medžiagos sluoksnio storis yra l , o barstomųjų centrų tankis (jų skaičius 1 cm^3) — N , tai „apšaudomų“ α -dalelėmis barstomųjų centrų skaičius yra NlS . Lėkdamos α -dalelės pataiko ne į visus, bet tik į dalį barstomųjų centrų, t. y. jos pralekia pro barstomuosius centrus nuotolyje tarp p ir $p + dp$; tokių „kliudytų“ centrų skaičius $w = \frac{2\pi p \cdot dp}{S} NlS = 2\pi Nlp \cdot dp$. Pastarasis reiškiny nusako dalį α -dalelių, kurios išbarstytos nuskrieja į erdvinį kampą tarp ϑ ir $\vartheta + d\vartheta$ (27 pav.). Šis kampas

$$d\Omega = 2\pi \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta.$$

Iš čia

$$\frac{w}{d\Omega} = Nl \frac{p}{\sin \vartheta} \frac{dp}{d\vartheta}. \quad (19,9)$$

Bet iš (19,8)

$$p = \frac{2Ze^2}{mv^2} \operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2},$$

taigi

$$\frac{dp}{d\vartheta} = \frac{2Ze^2}{mv^2} \frac{1}{2 \sin^3 \frac{\vartheta}{2}}.$$

Irašę p ir $\frac{dp}{d\vartheta}$ reikšmes į (19,9) ir pasinaudoję reiškiniu $\sin \vartheta = 2 \sin \frac{\vartheta}{2} \cdot \cos \frac{\vartheta}{2}$, gauname Rezerfordo formulę:

$$\frac{d\varpi}{d\Omega} = Nl \left(\frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \vartheta/2}. \quad (19,10)$$

Jeigu per kurį nors laiką per medžiagos sluoksnį pralekia α -dalelių N_α , tai iš jų skaičius $\Delta N_\alpha = N_\alpha \varpi$ yra išbarstytas ir nukelia į erdvinį kampą tarp Ω ir $\Omega + d\Omega$, sukeldamas kampinių matmenų $d\Omega$ ekrano dalyje blykstelėjimus; taigi pastarųjų skaičius

$$\Delta N_\alpha = N_\alpha Nl \left(\frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \vartheta/2} d\Omega. \quad (19,11)$$

Atseit, išbarstytų kuria nors kryptimi α -dalelių skaičius $\Delta N_\alpha \sim \frac{1}{\sin^4 \vartheta/2}$. Šis dėsningumas griežtai tinka tik tuo atveju, kai yra tenkinamas lygties (19,8) nusakytas p ir ϑ ryšys, t. y. kai visa α -dalelės trajektorija eina barstomojo centro elektromagnetiniame lauke (centro išorėje). O tai yra tada, kai α -dalelės kinetinė energija mažesnė už potencialinę energiją centro riboje ($r=r_0$), taigi kai

$$\frac{mv^2}{2} < \frac{2Ze^2}{r_0}.$$

Ištyrę greitų α -dalelių didžiausią išbarstymo kampą ϑ , kai dar tinka lygtis (19,9), galime surasti barstomojo centro radiusą r_0 . Rezerfordo ir kitų tyrimais nustatyta, kad lygties (19,11) nasyta ΔN_α priklausomybė nuo ϑ tinka didžiausiems išbarstymo kampams, kuriuos atitinka $r_0 = 10^{-12}$ cm. Be to, pasitvirtino ir ΔN_α priklausomybė nuo $v \left(\sim \frac{1}{v^4} \right)$.

Reikia pažymėti, kad eksperimentiniai matavimai visai patvirtino tokį α -dalelių išbarstymo aiškinimą. 25 pav. pažymėti kryžiukais taškai rodo, koks α -dalelių skaičius turėtų būti išbarstytas kampu $\theta \leq 150^\circ$, kai jos lekia per ploną aukso sluoksnį (foliją), o rutulėliais pažymėti taškai — kiek jų suskaitoma matuojant. Matavimo ir skaičiavimo duomenys gerai sutampa.

Pagaliau išmatavę N_α ir ΔN_α tam tikrame išbarstymo kampe ir žinodami N bei v , galime surasti barstomosios medžiagos centrų elementarių krūvių skaičių.

Cedvikas šiuo būdu apskaičiavo Cu, Ag ir Pt barstomųjų centrų elementarių elektros krūvių skaičių ir gavo: Cu — 29,3, Ag — 46,3 ir Pt — 77,4. Taigi tie skaičiai yra lygūs elementų eilės numeriui periodinėje elementų sistemoje: Cu — 29, Ag — 47, ir Pt — 78. Be to, šiais matavimais nustatyta, kad Kulono dėsnis tinka iki 10^{-12} cm nuotolyje nuo barstomojo centro; šis nuotolis sudaro tik labai mažą atomo radiuso dalį.

§ 20. REZERFORDO IR BORO VANDENILIO ATOMO MODELIS

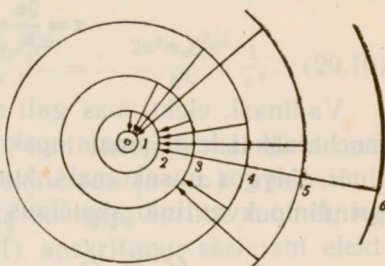
Kad atomas yra dalomas ir sudėtas iš smulkesnių elektrinių dalelių, aiškiai įrodė XIX a. pabaigoje Bekerelio atrasti radioaktyvumo reiškiniai. Pirmąjį atomo struktūros modelį, sudarytą iš „sunkios“ teigiamai elektringos atomo dalies ir lengvų neigiamai elektrinių dalelių — elektronų, pateikė Tomsonas. Pagal tą modelį teigiamai elektringą atomo dalį sudaro tolygiai elektringas rutulys, kurio dydis lygus paties atomo dydžiui ($\approx 10^{-8}$ cm). Rutulio viduje slankioja elektronai, kurių matmuo daug kartų mažesnis už teigiamai elektringo rutulio matmenį. Elektronų rutulyje yra tiek, kad jų neigiamas krūvis lygus rutulio teigiamam krūviui, ir visas atomas yra neįelektrintas. Skirtingų atomų rutulių elektros krūviai nevienodi, elektronų skaičius tuose rutuliuose taipgi nevienodas. Jeigu atome yra Z elektronų, tai jie išlaiko pusiausvyrą tada, kai bet kuri elektrono traukos jėga, nukreipta į teigiamai elektringo rutulio centrą, lygi (tik nukreipta į priešingą pusę) to elektrono atsistūmimo nuo visų kitų elektronų jėgai.

Tačiau greitų elektrinių dalelių didelis skvarbumas, einant joms per plonus medžiagos sluoksnius, vertė galvoti, kad atomo struktūra yra kitokia. Lenardas, ištyręs β -spindulių skvarbumą,

padarė išvadą, kad teigiamai elektringa atomo dalis yra žymiai mažesnė už paties atomo dydį. Ypač įtikinamai tai parodė Rezerfordas, ištyręs (1908—1910 m.) α -dalelių kampinį išbarsymą, skriejant joms per medžiagą.

Remdamiesi šių tyrimų duomenimis, Rezerfordas ir Boras 1913 m. priskyrė atomui tokią struktūrą. Atomas yra sudėtas iš branduolio, apie kurį spiečiasi elektronai. Branduolys yra teigiamai elektringas; atomo numeris periodinėje elementų sistemoje rodo branduolio elementarių elektros krūvių skaičių. Branduolys, kaip ir elektronas, užima labai mažą viso atomo tūrį; jo skersmuo tesiekia 10^{-12} — 10^{-13} cm. Jame sukoncentruota beveik visa atomo masė. Kadangi visas atomas yra neutralus, tai elektronų skaičius atomo branduolio išorėje turi būti lygus branduolio elektrinių krūvių skaičiui. Bet, elektrostatiinių traukos (Kulono) jėgų veikiami, elektronai turėtų nukristi į branduolį. Dėl pusiausvyros jie turi skrieti aplink branduolį, kaip, pvz., aplink Saulę skrieja jos planetos. Tokį Rezerfordo ir Boro vardu vadinamą atomo modelį paskelbė 1913 m. N. Boras.

Imkime paprasčiausią atomą, pvz., vandenilio arba į jį panašų, sudėtą iš branduolio ir vieno elektrono, skriejančio aplink branduolį. Šiuo atveju turime dviejų kūnų sistemą, kurios pusiausvyra Boro atomo teorijoje yra nusakoma dviem sąlygomis: *mechanine* ir *kvantine*. Mechaninė sąlyga reikalauja, kad sistemos išcentrinė inercijos jėga būtų lygi veikiančiai tarp branduolio ir skriejančio aplink jį elektrono Kulono jėgai.



28 pav.

Jei elektronas skrieja aplink branduolį apskritimu (28 pav.), kurio radiusas yra lygus r , o jo greitis yra lygus v , tai mechaninę sąlygą galima taip išreikšti:

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{e_1 e}{r^2}; \quad (20,1)$$

čia m_e yra elektrono masė, e — elektrono, o e_1 — branduolio elektros krūvis.

Kvantinė sąlyga reikalauja, kad jų *judėjimo kiekio, arba impulso, momentas* (sistemos inercijos momento ir kampinio greičio sandauga), *dažnai dar vadinamas mechaniniu momentu, būtų dydžio* $\frac{h}{2\pi}$ *kartotinis, taigi*

$$m_e v r = m_e r^2 \omega = n \frac{h}{2\pi}; \quad (20,2)$$

čia ω yra elektrono kampinis greitis, n — sveikasis skaičius, $n=1, 2, 3, \dots$. Jį vadiname *pagrindiniu kvantiniu skaičiumi*. Padaliję (20,1) iš (20,2), gauname:

$$v = \frac{2\pi e_1 e}{h} \frac{1}{n}. \quad (20,3)$$

Irašę į lygtį (20,2) v reikšmę, turime:

$$r = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m_e e_1 e}, \quad (20,4)$$

$$\omega = \frac{8\pi^3 m_e e_1^2 e^2}{n^3 h^3}. \quad (20,5a)$$

Elektrono apsisukimo aplink branduolį periodas

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{n^3 h^3}{4\pi^2 m_e e_1^2 e^2}. \quad (20,5)$$

Vadinasi, elektronas gali skrieti aplink branduolį ne visais mechaniskai leidžiamais apskritimais, bet tik tam tikrais, kvantinės sąlygos nusakomais, kurių radiusai santykiuoja, kaip pagrindinio kvantinio skaičiaus kvadratai:

$$r_1 : r_2 : r_3 : \dots = 1^2 : 2^2 : 3^2 : \dots \quad (20,6)$$

Imkime vandenilio atomą; pirmojo ($n=1$) Boro apskritimo radiusas

$$r_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 m_e e^2} = \frac{(6,625 \cdot 10^{-27})^2}{4\pi^2 9 \cdot 10^{-28} (4,80 \cdot 10^{-10})^2} \approx 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ cm};$$

elektrono, skriejančio pirmuoju apskritimu, greitis

$$v_1 = \frac{2\pi e^2}{h} = \frac{2\pi (4,80 \cdot 10^{-10})^2}{6,625 \cdot 10^{-27}} \approx 2,2 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$$

ir elektrono greičio v_1 su šviesos greičiu santykis

$$\alpha = \frac{v_1}{c} = \frac{2\pi e^2}{ch} = \frac{2\pi (4,80 \cdot 10^{-10})^2}{3 \cdot 10^{10} \cdot 6,625 \cdot 10^{-27}} \approx 7,28 \cdot 10^{-3}. \quad (20,7)$$

α , kaip matysime vėliau, yra svarbus dydis spektro linijų smulkiajai struktūrai nusakyti.

Visą elektrono energiją E taip surasime. Ji lygi potencialinės energijos E_p ir kinetinės E_k sumai, taigi

$$E = E_p + E_k.$$

Elektrono potencialinė energija

$$E_p = -\frac{e_1 e}{r} = -\frac{4\pi^2 m_e e_1^2 e^2}{n^2 h^2}; \quad (20,8)$$

neigiamas ženklas rodo, kad elektroną ir branduolį veikia traukos jėga. Skriejančio aplink branduolį elektrono kinetinė energija

$$E_k = \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{2\pi^2 m_e e_1^2 e^2}{n^2 h^2}. \quad (20,9)$$

Visa energija

$$E = E_p + E_k = -\frac{4\pi^2 m_e e_1^2 e^2}{n^2 h^2} + \frac{2\pi^2 m_e e_1^2 e^2}{n^2 h^2} = -\frac{2\pi^2 m_e e_1^2 e^2}{h^2} \frac{1}{n^2}. \quad (20,10)$$

Energijos neigiamas ženklas rodo, kad energija, kai elektronas skrieja be galų didelio kvantinio skaičiaus ($n = \infty$) apskritimu, lygi nuliui. Algebriškai mažiausią energiją turime tuomet, kai elektronas skrieja pirmuoju ($n = 1$) apskritimu; skriejant elektronui vis tolimesniu, didesnio kvantinio skaičiaus apskritimu, energija didėja. Taigi, norint elektroną perkelti iš esančio arčiau branduolio, mažesnio kvantinio skaičiaus, apskritimo, arba, bendriau sakant, orbitos, į tolimesnę nuo branduolio didesnio kvantinio skaičiaus orbitą, reikia atomui suteikti energijos; ir priešingai, kai elektronas peršoka iš tolimesnės orbitos į artimesnę, atomas atiduoda energiją. Kadangi, apskritai, stabiliausia sistema yra turinti mažiausią energiją, tai ir atomas yra stabiliausias, kai elektronas yra pirmojoje orbitoje. Tokį atomo

būvį vadiname *normaliu*. Šiame būvyje atomas yra nesužadintas, o kituose būviuose, kai $n > 1$, — *sužadintas*.

Be stacionariųjų orbitų postulato, Boro atomo teorija remiasi dar antru, vadinamuoju *dažnumų postulatu*, kuris tvirtina, kad, *elektronui skriejant orbita, atomai nespinduliuoja; bet kai tik elektronas persoka iš vienos orbitos į kitą, atomas išspinduliuoja bei absorbuoja energiją kvantais $h\nu$* , kur ν yra atomo spinduliuojamos arba absorbuojamos šviesos dažnumas; kai atomo pradinio būvio energija yra E_p , o galinio E_g , tai

$$E_p - E_g = h\nu. \quad (20,11)$$

Pastaroji lygtis išreiškia Boro dažnumų postulatą.

Kai elektronas persoka iš kvantinio skaičiaus n orbitos į kvantinio skaičiaus n_1 orbitą, tai, įrašę į (20,11) energijos reikšmę, gauname:

$$h\nu = \frac{2\pi^2 m_e e_1^2 e^2}{h^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (20,12)$$

Taigi atomo išspinduliuotos (arba absorbuotos) spektro linijos dažnumas

$$\nu = \frac{2\pi^2 m_e e_1^2 e^2}{h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (20,13)$$

ir jos bangų skaičius

$$\nu_0 = \frac{2\pi^2 m_e e_1^2 e^2}{ch^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (20,14)$$

Pažymėkime konstantą

$$\frac{2\pi^2 m_e e^4}{ch^3} = R; \quad (20,15)$$

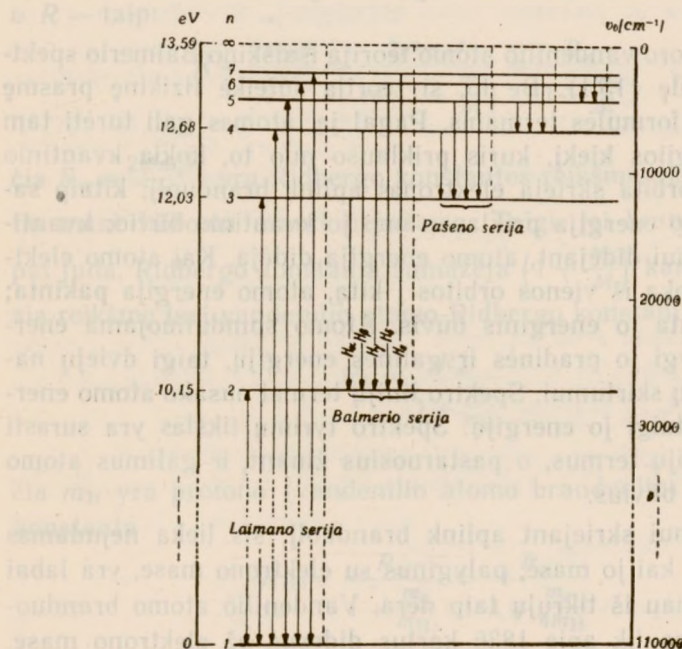
ji yra tapatinga su Ridbergo konstanta (15,1); tuomet ν_0 galime taip išreikšti:

$$\nu_0 = R \left(\frac{e_1^2}{e^2} \right) \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (20,16)$$

Santykis $e_1/e=Z$ lygus elemento eilės numeriui periodinėje elementų sistemoje; vandenilio atomo $Z=1$; jo spinduliuojamų linijų bangų skaičius yra taip išreikštas:

$$\nu_0 = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (20,17)$$

Tai yra mums jau žinoma Balmerio formulė, kuri nusako vandenilio atomo spektro linijų serijas. 29 pav. elektrono orbitos ir



29 pav.

jas atitinkantieji spektriniai termai vaizduojami gulsčiomis tiesėmis. Kai elektronas peršoka iš toliau esančių nuo branduolio ($n \gg 1$) orbitų į pagrindinę — pirinąją prie branduolio ($n_1=1$) orbitą, tai atomas išspinduliuoja Laimano serijos spektro linijas; peršokant elektronui į antrąją ($n=2$) orbitą, yra spinduliuojamos Balmerio serijos linijos, o peršokant į trečiąją ($n=3$) — Pašeno serijos spektro linijos.

Kitų į vandenilį panašių atomų, k.a. He^+ , Li^{2+} ir pan., spektro linijų serijos yra nusakomos tokia formule:

$$\nu_0 = RZ^2 \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2} \right]; \quad (20,18)$$

pvz., jonizuoto helio (He^+) spektro linijų seriją išreiškia ši formulė:

$$\nu_0 = 4R \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2} \right].$$

Taigi Boro vandenilio atomo teorija išaiškino Balmerio spektrinę formulę (15,1). Be to, ši teorija suteikė fizikinę prasmę spektrinės formulės termams. Pagal ją, atomas gali turėti tam tikrą energijos kiekį, kuris priklauso nuo to, kokia kvantinio skaičiaus orbita skrieja elektronas aplink branduolį; kitaip sakant, atomo energija priklauso nuo jo kvantinio būvio; kvantiniam skaičiui didėjant, atomo energija didėja. Kai atomo elektronas peršoka iš vienos orbitos į kitą, atomo energija pakinta; taigi pakinta jo energinis būvis. Atomo spinduliuojama energija yra lygi jo pradinės ir galinės energijų, taigi dviejų narių — termų skirtumui. Spektro linijų termai nusako atomo energinį būvį, taigi jo energiją. Spektro tyrimų tikslas yra surasti spektro linijų terminus, o pastaruosius žinant, ir galimus atomo energinius būvius.

Elektronui skriejant aplink branduolį, šis lieka nejudamas tik tuomet, kai jo masė, palyginus su elektrono mase, yra labai didelė. Tačiau iš tikrųjų taip nėra. Vandenilio atomo branduolio masė yra tik apie 1836 kartus didesnė už elektrono masę. Tuomet elektronas ir branduolys, sudarydami bendrą sistemą, skrieja vienuodu kampiniu greičiu aplink šios sistemos bendrą masės (arba svorio) centrą priešingomis kryptimis. Jų nuotolis nuo šio svorio centro yra nusakomas lygtimi

$$rm_e = r_1 M; \quad (20,19)$$

čia M yra branduolio masė, r_1 — jo nuotolis nuo sistemos masės centro. Ir šiuo atveju tinka visos anksčiau išvestos lygtys, tik

elektrono masę m_e reikia pakeisti redukuota masė μ , kuri taip reiškiamą:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{M} \quad \text{arba} \quad \mu = \frac{m_e M}{M + m_e}. \quad (20,20)$$

Tuomet energiją reikia išreikšti taip:

$$E = - \frac{2\pi^2 \mu e^4}{h^2} \frac{1}{n^2}, \quad (20,21)$$

o R — taip:

$$R = \frac{2\pi^2 \mu e^4}{ch^3} = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{ch^3 \left(1 + \frac{m_e}{M}\right)} = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{M}}, \quad (20,22)$$

čia $R_\infty = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{ch^3}$ yra Ridbergo konstantos reikšmės, kai branduolio masė laikoma esanti nejudama. Taigi, jei branduolys taip pat juda, Ridbergo konstanta sumažėja $\left(1 + \frac{m_e}{M}\right)$ kartų. Mažiausią reikšmę turi vandenilio atomo Ridbergo konstanta R_H :

$$R_H = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{m_H}}, \quad (20,23)$$

čia m_H yra protono (vandenilio atomo branduolio) masė. He^+ konstanta

$$R_{\text{He}} = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{m_{\text{H}_2}}} = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{4m_H}}. \quad (20,24)$$

Atomo masei didėjant, konstantos R reikšmė didėja ir artėja prie R_∞ .

§ 21. BENDROJI KVANTINĖ SĄLYGA

Boro atomo teorijos kvantinė sąlyga reikalauja, kad elektrono mechaninis momentas būtų kartotinis $\frac{h}{2\pi}$, taigi, kad

$$m_e v r = n \frac{h}{2\pi}, \quad \text{kur } n = 1, 2, 3, \dots \text{ (sveikasis skaičius)}. \quad (21,1)$$

Šią kvantinę sąlygą galime išreikšti bendriau. Pažymėkime judėjimo kiekį $m_e v = p$, o elektrono kelio elementą ds . Tuomet lygtį (21,1) galime taip išreikšti:

$$\int_{(c)} p \cdot ds = nh. \quad (21,2)$$

Si vienintelė sąlyga nusako elektrono stacionarines orbitas.

Apskritai, materialaus masės m taško arba taškų sistemos judėjimą nusako jo vietos koordinatės q_k ($k=1, 2, \dots k$) ir greitis $\frac{dq_k}{dt}$ ($\frac{dq_k}{dt}$ yra q_k išvestinė laiko atžvilgiu). Koordinatės q_k ir $\frac{dq_k}{dt}$ paprastai vadinamos taško (arba sistemos) apibendrinto-
mis koordinatėmis. Greičio koordinatės $\frac{dq_k}{dt}$ dažniausiai pakeičiamos sujungtiniais momentais p_k , kurie reiškiami taip:

$$p_k = \frac{dE_k}{d\left(\frac{dq_k}{dt}\right)}; \quad (21,3)$$

čia E_k yra taško arba sistemos kinetinė energija. Antai stačiakampėje koordinatinių sistemoje, kai taško koordinatės yra $q_1=x$; $q_2=y$ ir $q_3=z$, jo kinetinė energija

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m \left[\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \right]; \quad (21,4)$$

sujungtiniai momentai yra lygūs:

$$p_x = m \frac{dx}{dt}; \quad p_y = m \frac{dy}{dt}; \quad p_z = m \frac{dz}{dt}. \quad (21,5)$$

Apskritai, materialaus taško arba taškų sistemos judėjimą nusako koordinatės q_k ir p_k ($k=1, 2, \dots k$).

Kai taškas arba sistema juda periodiškai, kvantinė sąlyga reiškia taip:

$$\int_{(c)} p_k \cdot dq_k = n_k h, \quad (21,6)$$

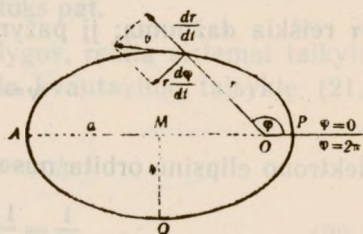
čia integralas imamas visam q_k periodui; n_k yra sveikasis skaičius ($n_k=1, 2, 3, \dots$). Šioje formulėje sutelkta tiek kvantinių

sąlygų, kiek iš viso yra nepriklausomų kintamųjų (arba parametrų), ir ji nusako visas stacionarines orbitas; pastarosios sudaro diskretišką visumą, priklausomą nuo kvantinio skaičiaus n_h .

§ 22. ELIPSINĖS ORBITOS

Boro vandenilio atomo teorija tiksliai nusakė spektro linijų bangų skaičių bei jų dažnumą. Bet spektro linijos turi smulkią struktūrą — jos yra sudėtos iš atskirų smulkesnių linijų. To Boro atomo teorija nenumatė. Zomerfeldas, derindamas ją su spekt-

rų tyrimo rezultatais, atomo teoriją praplėtė šia kryptimi. Jis tvirtina, kad elektronas skrieja aplink branduolį elipse, kurios viename židinyje yra pats branduolys. Šiuo atveju elektrono vietą orbitoje reikės nusakyti dviem; pvz., polinėmis, koordinatėmis: radiusu-vektoriumi r , išvestu iš židinio, kuriame yra branduolys, ir kampų φ , kurį šis



30 pav.

radiusas-vektorius sudaro su pastovia kryptimi — poline ašimi (30 pav.). Taigi čia turime dviejų kintamųjų (arba parametrų) r ir φ problemą. Nustatykime kvantines sąlygas kiekvienam kintamajam atskirai. Elektrono kinetinė ir potencialinė energija E_k ir E_p reiškiamos šitaip:

$$E_k = \frac{1}{2} m_e \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right] \quad (22,1)$$

ir

$$E_p = - \frac{Ze^2}{r}, \quad (22,2)$$

čia Z yra atomo eilės numeris; Ze — jo branduolio elektros krūvis; sujungtiniai momentai p_r ir p_φ yra lygūs:

$$p_r = m_e \frac{dr}{dt} \quad \text{ir} \quad p_\varphi = m_e r^2 \frac{d\varphi}{dt}. \quad (22,3)$$

Radiuso-vektoriaus nuklotas per laiką dt plotas dS reiškiamas taip:

$$dS = \frac{1}{2} r^2 \cdot d\varphi,$$

taigi

$$p_{\varphi} = 2m_e \frac{dS}{dt}. \quad (22,4)$$

Kadangi radiuso-vektoriaus nukloti per vienodą laiką plotai yra lygūs, tai $p_{\varphi} = p = \text{const}$. Visą elipsės plotą $S = \pi ab$, kur a ir b yra elipsės pusašės, radiusas-vektorius nukloja per periodą τ , taigi

$$p = 2m_e \frac{S}{\tau}. \quad (22,5)$$

$1/\tau$ reiškia dažnumą; jį pažymėkime ν :

$$\nu = \frac{p}{2\pi m_e ab}. \quad (22,6)$$

Elektrono elipsinė orbita nusakoma tokia lygtimi:

$$\frac{1}{r} = \frac{1 + \varepsilon \cdot \cos \varphi}{a(1 - \varepsilon^2)}, \quad (22,7)$$

čia ε yra elipsės skaitinis ekscentricitetas ($1 - \varepsilon^2 = \frac{b^2}{a^2}$). Visa sistemos energija E judėjimo metu išsilaiko pastovi. Bet kuriuo momentu

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2} m_e \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right] - \frac{Ze^2}{r}, \quad (22,8)$$

o įrašius p reikšmę,

$$E = \frac{1}{2} m_e \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \left(\frac{p^2}{m_e^2 r^2} \right) \right] - \frac{Ze^2}{r}. \quad (22,9)$$

Iš šią lygtį galime įrašyti elipsės lygties (22,7) $\frac{1}{r}$ nusakomą reikšmę; suradę reikšmes perihelyje ($\frac{dr}{dt} = 0$; $\varphi = 0$) ir afelyje ($\frac{dr}{dt} = 0$ ir $\varphi = \pi$), gauname dvi lygtis, iš kurių surandame p ir E reikšmes:

$$p^2 = Ze^2 m_e a (1 - \varepsilon^2) \quad (22,10)$$

ir

$$E = - \frac{Ze^2}{2a}. \quad (22,11)$$

Tuomet dažnumą ν galime taip išreikšti:

$$\nu^2 = \frac{Ze^2}{4\pi^2 m_e a^3}. \quad (22,12)$$

Iš (22,11) ir (22,12) lygčių gauname:

$$-\frac{E^3}{\nu^2} = \frac{1}{2} \pi^2 m_e Z^2 e^4. \quad (22,13)$$

Kaip matyti, energija ir dažnumas priklauso tik nuo elipsės didžiosios pusašės a , bet visai nepriklauso nuo jos formos. O visų elipsinių orbitų santykis $\frac{E^3}{\nu^2}$ yra toks pat.

Be klasikinės mechanikos sąlygos, reikia sistemai taikyti ir kvantinę, kuri, pagal Zomerfeldo kvantavimo taisyklę (21,6), yra reiškiamą taip:

$$\oint_{(c)} p_r \cdot dr = n_r h \quad (22,14)$$

ir

$$\oint_{(c)} p_\varphi \cdot d\varphi = n_\varphi h,$$

čia n_r ir n_φ yra sveikieji skaičiai, vadinami *šalutiniais kvantiniais skaičiais*: n_r — *radialinis*, o n_φ — *azimutinis* arba tiesiog *šalutinis*. Jų suma lygi pagrindiniam kvantiniam skaičiui n : $n = n_r + n_\varphi$. r ir φ periodą atitinka visas elipsinės orbitos apibėgis, vadinasi, šiuos ciklinius integralus reikia integruoti 0— 2π ribose. Kadangi $p_\varphi = p = \text{const}$, tai

$$\int_0^{2\pi} p_\varphi \cdot d\varphi = 2\pi p = n_\varphi h. \quad (22,15)$$

Suintegravę pirmąjį integralą, gauname tokią lygtį:

$$\frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} - 1 = \frac{n_r}{n_\varphi} \quad (22,16)$$

arba, kadangi $n_\varphi + n_r = n$,

$$1 - \varepsilon^2 = \frac{b^2}{a^2} = \frac{n_\varphi^2}{n^2}. \quad (22,17)$$

Pastaroji lygtis rodo, kad elipsinės orbitos forma priklauso nuo kvantinių skaičių n_φ ir n ; ir bet kurios jų reikšmės nusako geometriškai ir mechaniškai stabilią orbitą. Tokiu būdu gauname dvilypę diskretinių stacionariųjų orbitų įvairybę.

Galima laukti, kad bet kurią pastovią pagrindinio kvantinio skaičiaus reikšmę n atitiks daug šalutinio kvantinio skaičiaus reikšmių n_φ , bet pagal (22,17) lygtį n_φ tegali būti mažesnis už n arba jam lygus.

Pagaliau lieka surasti elipsinės orbitos geometrinių elementų kvantuotus dydžius, pvz., jos pusašės ir beskriejančio elektrono energijos dydį. Iš (22,10), (22,15) ir (22,17) lygčių gauname, kad

$$a = \frac{n^2 \hbar^2}{4\pi^2 m_e Z e^2}, \quad (22,18)$$

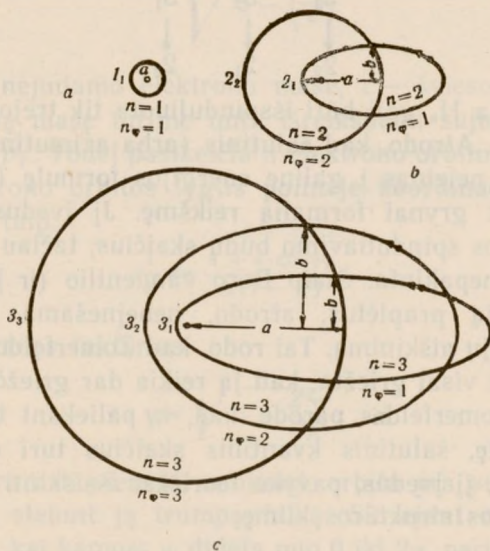
o iš (22,11) lygties

$$E = - \frac{2\pi^2 m_e Z^2 e^4}{\hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (22,19)$$

Taigi energija bei elipsės didžiosios pusašės ilgis priklauso tik nuo pagrindinio kvantinio skaičiaus n . Čia tik dar reikia pažymėti štai ką. Nagrinėdami elipsinių orbitų atvejį, sakėme, kad branduolys yra viename elipsės židinyje nejudamas. Bet tai būtina tik tol, kol branduolio masė yra be galo didelė, palyginus su elektrono mase m_e . Tačiau tokios didelės masės nebūna. Todėl abu, elektronas ir branduolys, skrieja skirtingomis orbitomis aplink sistemos bendrąją masės (arba svorio) centrą. Šias išvadas galima taikyti ir kalbamajam atvejui, tik elektrono masę m_e reikia pakeisti redukuota mase μ (20,20).

Elipsinės orbitos forma priklauso ne tik nuo pagrindinio kvantinio skaičiaus n , bet ir nuo šalutinio n_φ (22,17). Taigi yra galimos kelios skirtingo ekscentriciteto elipsės, nes paimtą kurią pagrindinio kvantinio skaičiaus reikšmę n atitinka šios skirtingos šalutinio kvantinio skaičiaus reikšmės: $n, n-1, n-2, \dots, 2, 1$, pvz., kai $n=3$, tai n_φ gali būti lygus 3, 2 ir 1. Tačiau jų visų didžioji ašis turi tą patį ilgį (31 pav.), ir elektrono energija yra vienoda. Galimos elektrono orbitos paprastai skirstomos pagal jų kvantinius skaičius ir žymimos simboliu n_φ arba n_l . Antai, pagrindinį kvantinį skaičių 3 atitinka tokios orbitos: $3_3, 3_2$ ir 3_1 . Pirmoji jų ($n_r=0$) yra apskritimas, nes jei $n_r=0$, tai

ir $p_r=0$, taigi $r=const$; toliau eina iš eilės vis didėjančio ekscentriciteto elipsės; pagaliau, kai $n_\varphi=0$, elipsė virsta židinio ašimi. Bet, tokia orbita skriedamas, elektronas turėtų susidurti su branduoliu, o tai negalima. Todėl, pagal Boro teoriją, n_φ negali būti lygus nuliui. Bangų mechanikoje šalutiniu kvantiniu



31 pav.

skaičiumi imamas $l=n_\varphi-1$, $l=0, 1, 2, 3, \dots$. Tuomet mažiausias n_φ lygus vienetui, $n_\varphi=1$, taigi $n_\varphi=0$ yra uždraustas.

Kaip jau minėjome, ir elipsinių orbitų atveju elektrono energija priklauso tik nuo pagrindinio kvantinio skaičiaus n . Vadinasi, ir šiuo atveju tinka apibendrintoji Balmerio formulė (20,18); lygiai taip pat galioja vandenilio spektro teorija, teigianti, kad spektro linija yra spinduliuojama, kintant atomo kvantiniam būviui. Pastarąjį nusako pagrindinis kvantinis skaičius n . Tik elipsinių orbitų atveju pagrindinis kvantinis skaičius gali kisti keleriopu būdu. Taigi griežtai nusakyta spektro linija gali būti spinduliuojama įvairiais būdais. Antai Balmerio serijos vandenilio linija H ($\lambda=6562,8 \text{ \AA}$) spinduliuojama, kintant pagrindiniam kvantiniam skaičiui iš 3 į 2. Šis kitimas gali būti šešeriopas, pagal galimus skirtingus orbitų $3_3, 3_2, 3_1$ ir 2_2 ir 2_1

derinius. Tačiau „atrankos“ taisyklė kitimų skaičių sumažina; ji tvirtina, kad iš visų galimų kitimų tėra leistini tik tie, kai šalutinis kvantinis skaičius pakinta ± 1 ; visi kiti kitimai normaliomis sąlygomis uždrausti. Minėtame pavyzdyje leistini tik šie 3 kitimai:

$$\begin{array}{ccc} 3_3 & 3_2 & 3_1 \\ \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ 2_2 & 2_1 & 2_2 \end{array}$$

Taigi ir linija H_α gali būti išspinduliuota tik trejopu būdu vietoj šešeriopo. Atrodo, kad šalutinis (arba azimutinis) kvantinis skaičius n_φ , neįeinąs į galinę energijos formulę (22,19) teorijoje turi tik grynai formalią reikšmę. Jį įvedus, didėja tik spektro linijos spinduliavimo būdų skaičius, tačiau spektro linijų skaičius nepakinta. Šiaip Boro vandenilio (ir į jį panašių) atomo teoriją praplėtus, atrodo, nebeįnešama nieko naujo į spektro linijų aiškinimą. Tai rodo, kad Zomerfeldo kvantavimo taisyklė nėra visai griežta, kad ją reikia dar griežčiau išreikšti.

Tačiau Zomerfeldas parodė, kad, ir paliekant tokią kvantavimo taisyklę, šalutinis kvantinis skaičius turi didelę realią reikšmę, nes, jį įvedus, pavyko teoriškai išaiškinti spektro linijų smulkiosios struktūros kilmę.

§ 23. SPEKTRO LINIJŲ SMULKIOJI STRUKTŪRA

Kalbėdami apie spektrus (§ 16), minėjome, kad beveik visos spektro linijos yra sudėtos iš atskirų linijų — *komponentų*, kurie yra labai arti kitas prie kito, bet kuriuos pajėgia išskirti didesnės skiriamosios galios spektrografai. Nuotoliai tarp komponentų yra labai maži; jie siekia dešimtąsias arba šimtąsias angstromo dalis. Antai vandenilio atomo spektre smulkiosios struktūros komponentų nuotoliai yra lygūs kelioms šimtosioms, jonizuoto helio — kelioms dešimtosioms angstromo dalims.

Nagrinėdami elipsinių orbitų klausimą, iki šiol taikėme pagrindinius klasikinės (Niutono) mechanikos dėsnius, derindami juos su kvantinėmis sąlygomis. Bet ši mechanika griežtai galioja tol, kol greičiai yra maži, palyginus su šviesos greičiu. Beskriejančių orbita elektronų greitis, kaip jau kalbėjome (§ 20), siekia 10^8 cm/s, taigi jis yra jau artimas šviesos greičiui. Tokiais atvejais jau reikia taikyti reliatyvumo teorijos dėsnius.

Nenagrinėdami to klausimo plačiau*, čia pateiksime tik kai kurias svarbesnes išvadas, gaunamas, įvedus reliatyvumo pataisą.

Kai elektronas juda greičiu v , tai jo masė

$$m = \frac{m_e}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}; \quad (23,1)$$

čia m_e yra nejudamo elektrono masė, c — šviesos greitis vaakuume. Tokią masę turime imti, išreikšdami sujungtinius momentus p_r ir p_φ . Todėl pasikeičia ir elektrono orbitos forma. Šiuo atveju elektrono orbitos lygtis polinėje koordinačių sistemoje išreiškiama taip:

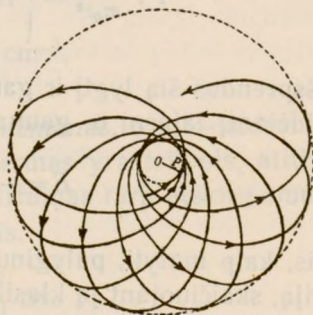
$$\frac{1}{r} = \frac{1 + \varepsilon \cdot \cos \gamma \varphi}{a(1 - \varepsilon^2)}. \quad (23,2)$$

Naujai atsiradęs faktorius

$$\gamma = \sqrt{1 - \frac{Z^2 e^4}{c^2 p^2}}; \quad (23,3)$$

γ reikšmė yra arti vieneto, vadinasi, orbita yra artima (Keplerio) elipsei, stebint ją trumpą laiką. Skriejant elektronui šia lyg ir elipse, kai kampas φ didėja nuo 0 iki 2π , perihelis taip pat pasisuka apie branduolį nedideliu kampu $2\pi\left(\frac{1}{\gamma} - 1\right)$; tokiu būdu visa orbita įgyja „roželės“ išvaizdą, kokią vaizduoja 32 pav. Tokią „roželę“ gauname, kai elipsės didžioji ašis nedideliu pastoviu kampiniu greičiu sukasi aplink židinį, kuriame yra branduolys.

Bendrame judėjime pasireiškia dvigubas periodiškumas: elektronas periodiškai skrieja šia lyg ir elipsine orbita, o jos didžioji ašis periodiškai sukasi apie branduolį. Šiuo atveju sistemos periodiškumų skaičius lygus parametrų skaičiui, tuo tarpu anksčiau minėtų



32 pav.

* Smulkų šio klausimo nagrinėjimą galima rasti A. Zomerfeldo „Atom-
bau und Spektrallinien“, 4 laida, 1924 m. p. 408-427.

elipsinių orbitų atveju tokiam pat parametų skaičiui turėjome tik vieną periodiškumą. Teoriškai sprendžiant dviejų arba daugelio periodiškumų mechaninę problemą, labai svarbu žinoti periodiškumų ir parametų skaičius. Kai sistemos periodiškumų skaičius yra mažesnis už parametų skaičių, tai sakoma, kad tokia sistema yra „išsigimusi“ (*degeneruota*). Ir tik šios rūšies sistemoms Zomerfeldo kvantavimo taisyklė nebetinka. Visais kitais atvejais, kai sistemos nėra išsigimusios, ji visiškai gera.

Mūsų atveju azimutinė kvantinė sąlyga nepakinta; taigi ji išreiškiama taip (22,15):

$$2\pi p = n_{\varphi} h. \quad (23,4)$$

Tačiau antroji, radialinė, kvantinė sąlyga (22,16) pakinta taip:

$$\frac{1}{\sqrt{1-\epsilon^2}} - 1 = \frac{n_r}{\gamma n_{\varphi}}. \quad (23,5)$$

Ji gali būti ir šitaip išreikšta:

$$1 - \epsilon^2 = \frac{n_{\varphi}^2 - \alpha^2 Z^2}{\left(n_r + \sqrt{n_{\varphi}^2 - \alpha^2 Z^2}\right)^2}. \quad (23,6)$$

čia α yra smulkiosios struktūros konstanta (20,7). Šiuo atveju energija išreiškiama daug sudėtingiau:

$$1 + \frac{E}{m_0 c^2} = \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{\left(n_r + \sqrt{n_{\varphi}^2 - \alpha^2 Z^2}\right)^2} \right\}^{-\frac{1}{2}}. \quad (23,7)$$

Išsprendus šią lygtį ir gautąją E reikšmę išreiškus eilute pagal didėjančią laipsnį α , gaunamas toks pirmasis eilutės narys:

$$E = - \frac{2\pi^2 m_e Z^2 e^4}{h^2} \frac{1}{(n_{\varphi} + n_r)^2}. \quad (23,8)$$

Jis, kaip matyti, palyginus su (22,19), išreiškia sistemos energiją, skaičiuojant ją klasikinės mechanikos būdais. Paėmus Ridbergo konstantą R (su m_e vietoj m), energiją galima pakeisti atitinkamu spektriniu terminu pagal lygtį

$$v_0 = - \frac{E}{ch} = R Z^2 \frac{1}{(n_{\varphi} + n_r)^2}. \quad (23,9)$$

Taikydami reliatyvumo teorijos pataisą, vien pirmuoju eilutės nariu tenkintis nebegalime, reikia imti bent du pirmuosius narius. Tuomet gauname:

$$\frac{\nu_0}{R} = \frac{Z^2}{(n_\varphi + n_r)^2} + \frac{a^2 Z^4}{(n_\varphi + n_r)^4} \left(\frac{1}{4} + \frac{n_r}{n_\varphi} \right). \quad (23,10)$$

Vandenilio atomo $Z=1$. Įvedę pagrindinį kvantinį skaičių $n = n_r + n_\varphi$, vandenilio atomo termus galime taip išreikšti:

$$\frac{\nu_0}{R} = \frac{1}{n^2} + \frac{a^2}{n^4} \left(\frac{n}{n_\varphi} - \frac{3}{4} \right). \quad (23,11)$$

Vadinasi, šiuo atveju energija ir spektriniai termai priklauso ne tik nuo pagrindinio kvantinio skaičiaus n , bet ir nuo šalutinio n_φ . Elektronui persokant iš orbitų, turinčių tokių pat pagrindinį, bet skirtingą šalutinį kvantinį skaičių, į bet kurią kitą orbitą, energija pasikeičia skirtingu dydžiu, taigi spinduliuojamosios linijos turi skirtingus dažnumus bei bangų skaičius; spektro linijos sudėtos iš kelių linijų, taigi turi savo smulkiąją struktūrą. Kai pagrindinis kvantinis skaičius $n=1$, n_φ turi tik vienintelę reikšmę $n_\varphi=1$. Šiuo atveju turime tik vieną vienintelę orbitą 1_1 . Atitinkamas spektrinis terminas, vadinamas *pagrindiniu*, yra vienalypis; jis skiriasi nuo Boro termo tik nedideliu dydžiu $\frac{a^2}{4}$. Kai $n=2$, $n_\varphi=2, 1$; šiuo atveju $\frac{\nu_0}{R}$ turi dvi skirtingas reikšmes; taigi pagrindinį kvantinį skaičių $n=2$ atitinkantis spektrinis terminas yra dvilypis. Bangų skaičiumi išreikštas skirtumas tarp atskirų smulkesnių termų

$$\Delta \nu_0 = \frac{R a^2}{2^4} = 0,365 \text{ cm}^{-1}.$$

Orbitos 2_2 termą atitinka mažesnis dažnumas, o 2_1 — didesnis. Kai $n=3$, tai $n=3, 2, 1$, spektrinis terminas yra trilypis, atitinkamai turime tris orbitas $3_3, 3_2, 3_1$. Skirtumas tarp atskirų smulkesnių termų, išreikštas bangų skaičiais,

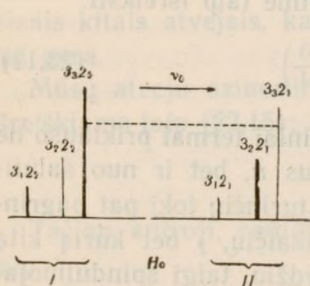
$$\Delta \nu'_0 = \frac{1}{2} \frac{R a^2}{3^4} = \frac{8}{81} \Delta \nu_0$$

ir

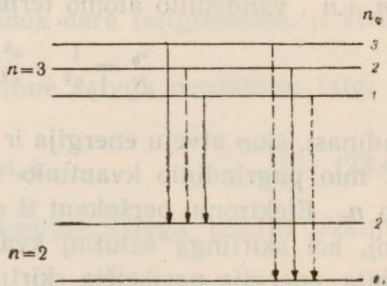
$$\Delta \nu''_0 = \frac{3}{2} \frac{R a^2}{3^4} = \frac{8}{27} \Delta \nu_0.$$

Panašiai susiskirsto į smulkesnius ir visi kiti didesnio ($n > 1$) pagrindinio kvantinio skaičiaus termai.

Kad iš smulkiosios struktūros termų gautume pačių spektro linijų smulkiąją struktūrą, reikia rasti dviejų termų dažnumų arba bangos skaičių skirtumą. Pvz., vandenilio linijos H_α struktūrai rasti reikia iš apskaičiuotų dažnumų, kai $n=2$, atimti dažnumus, kai $n=3$. Kadangi, kai $n=3$, komponentai yra arčiau



33 pav.



34 pav.

prie kitas kito, negu kai $n=2$, tai gauname 6 H_α linijos komponentus, kurie pasiskirstę į dvi grupes — dvi trilypes linijas — dubletą. Kiekvienoje iš jų atitinkami komponentai yra vienodai nutolę nuo kitas kito. Nuotolis tarp atitinkamų dubleto linijų lygus Δv_0 . 33 pav. vaizduoja teorinę H_α linijos smulkiosios struktūros schemą. Brūkšnių ilgiai apytiksliai vaizduoja komponentų stiprumą. Brūkšnių viršuje sužymėta komponentų kilmė, kuri schemiškai pavaizduota 34 pav. Gulsčiosios linijos vaizduoja spektrinių termų struktūrą, kai $n=3$ ir $n=2$, stačiosios — visus galimus termų derinius, kitaip tariant, galimus perėjimus iš vienos grupės ($n=3$) termų į kitos grupės ($n=2$) termus.

Ne visi galimi perėjimai tarp termų yra leidžiami. Pagal atrankos taisyklę leidžiami tik tokie termų deriniai, kai šalutinis kvantinis skaičius n_ϕ kinta ± 1 . Taigi, kintant pagrindiniam kvantiniui skaičiui iš 3 į 2, leidžiami tik tokie perėjimai, kur šalutinis kvantinis skaičius kinta taip:

$$3 \rightarrow 2; \quad 2 \rightarrow 1 \quad \text{arba} \quad 1 \rightarrow 2; \quad 2 \rightarrow 3.$$

Iš viso turime tik tris leidžiamus perėjimus, tris elektronų šuolius ir atitinkamai tik tris spektro linijos komponentus. Spektro

linijos schemoje (33 pav.) išvestų plona linija komponentų visai neturime, nes perėjimų schemoje (34 pav.) brūkšninėmis linijomis pažymėti perėjimai yra atrankos taisyklės uždrausti. Todėl H_α linija yra sudėta tik iš trijų komponentų.

Kalbamos spektro linijos spektrografiniai tyrimai visai patvirtino šios teorijos išvadas. Jau senesni (Fabry, Michelsono ir kt.) matavimai parodė, kad vandenilio H_α linija yra dubletinė; išmatuotas bangų skaičių tarp dubleto linijų skirtumas 0,32 buvo artimas teorijos nusakytam 0,329. Teorijos išvados visai gerai tinka ir jonizuoto helio (He^+) spektro linijoms. Spektrinė formulė (23,10) rodo, kad eilės numerio $Z=2$ atomų struktūros narį reikia dauginti iš $Z^4=16$. Todėl He^+ spektro linijų smulkiosios struktūros komponentų nuotoliai yra didesni, kaip vandenilio spektro, taigi juos lengviau ir išmatuoti. Foulerio serijos pirmųjų linijų smulkiąją struktūrą matavo Pašenas ir rado, kad matavimo duomenys visai gerai atitinka teorines išvadas; antai išmatuotas $\Delta\nu_0=0,364$ yra lygus apskaičiuotam iš (23,11) lygties. Tai patvirtino ne tik pačią Zomerfeldo paskelbtą spektro linijų smulkiosios struktūros teoriją, bet iš dalies ir taikomą šios teorijos samprotavimams reliatyvumo teoriją.

Aiškindami vandenilio ir jonizuoto helio linijų struktūrą, susiduriame su tuo prieštaravimu, kad atrankos taisyklės uždraustų linijų stiprumas ne visada lygus nuliui. Hansenas fotografiniu fotometriniu būdu atrado H_α linijos smulkiosios struktūros ($3_1 \rightarrow 2_1$) komponentą. Jis yra uždraustas. Šis prieštaravimas dingsta, vandenilio bei jam panašių atomų spektrą priskyrus šarminių metalų spektrų rūšiai (§ 30).

§ 24. KVANTAVIMAS ERDVĖJE

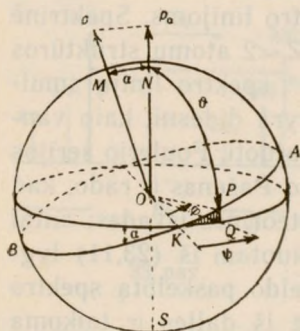
Anksčiau (§§ 20—22) nagrinėjome vandenilio atomo modelį plokštumoje. Bet iš tikrųjų atomas nėra plokščias, o užima tam tikrą erdvės dalį. Taigi elektrono vieta yra nusakoma ne dviem, bet trimis koordinatėmis.

Šiaip erdvėje neturime krypties, kuri kuo nors būtų išskirta iš visų kitų krypčių. Taigi anksčiau nustatytos atomo kvantinės orbitos yra orientuotos erdvėje bet kaip. Tačiau, kada atomas yra nors ir silpname jėgų (elektriniame arba magnetiniame) lauke, pastarojo kryptis yra išskirta iš visų kitų krypčių erdvėje. Tada,

reikia bent taip manyti, orbitos turėtų pakrypti simetriškai šios išskirtosios krypties atžvilgiu. Ir ši simetrija turėtų išnykti tik riboje, kai lauko jėga pasidaro lygi nuliui.

Sakykime, kad atomas yra labai silpname jėgų lauke (pvz., magnetiniame), kuris nebeįveikia orbitų deformuoti, bet jo užtenka krėpčiai išskirti.

Atomo branduolį pažymėkime polinių koordinatų pradinia-
me taške, polinę ašį pasukime jėgų lauko kryptimi SN . Elektro-



35 pav.

no vietą orbitoje nusako trys polinės koordinatės: radiusas-vektorius r , platumos koordinatė θ ir ilgumos ψ (35 pav.). Galima laukti, kad elektrono orbita bus elipsė, kurios vienas židinytis yra koordinatų sistemos pradžioje. Kampą, kurį orbitos plokštumos normalė sudaro su lauko kryptimi, pažymėkime α .

Šiuo atveju turime jau trijų parametrų problemą. Pagal tris vietos koordinates r , θ ir ψ reikia imti ir tris sujungtinius judėjimo kiekio mo-

mentus p_r , p_θ ir p_ψ . Jei sakome, kad šiai problemai tinka Zomerfeldo kvantavimo taisyklė (§ 21), tai kvantines sąlygas reikia parašyti taip:

$$\int_{(c)} p_r \cdot dr = n_r h; \quad \int_{(c)} p_\psi \cdot d\psi = n_\psi h$$

ir

$$\int_{(c)} p_\theta \cdot d\theta = n_\theta h. \quad (24,1)$$

Cia n_r , n_ψ ir n_θ yra sveikieji, vadinamieji kvantiniai skaičiai; n_r — radialinis, n_ψ — ekvatorinis (arba magnetinis) ir n_θ — platumos kvantinis skaičius. Jei šią problemą nagrinėtume, laikydami sistemą plokščia, kaip tai darėme anksčiau (§ 22), tai elektrono vieta būtų nusakoma dviem polinėmis koordinatėmis r ir φ ; jų sujungtiniai momentai būtų p_r ir p_φ ; pastarasis dydis yra pastovus (22,4). Iš 35 pav. matyti, kad

$$p_\psi = p_\varphi \cdot \cos \alpha, \quad (24,2)$$

taigi p_ψ , kaip ir visas momentas p_φ , judėjimo metu lieka pastovus; todėl

$$\int_0^{2\pi} p_\psi \cdot d\psi = 2\pi p_\psi = n_\psi h. \quad (24,3)$$

Prisiminę, kad (22,15)

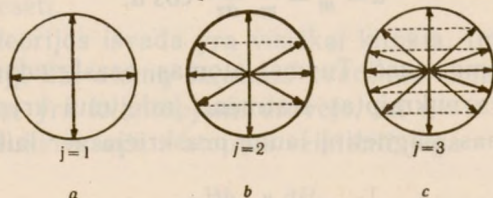
$$2\pi p_\varphi = n_\varphi h, \quad (24,4)$$

gauname:

$$\cos \alpha = \frac{p_\psi}{p_\varphi} = \frac{n_\psi}{n_\varphi}. \quad (24,5)$$

Taigi kampas α , kurį orbitos normalė sudaro su jėgų lauko kryptimi, negali būti bet koks; jis yra griežtai nusakytas (24,5) lygties; n_φ ir n_ψ yra sveikieji skaičiai. Sistemos kinetinę energiją išreiškę kvantiniais integralais, rasime, kad n_φ turi būti lygus n_ψ ir n_θ sumai: $n_\varphi = n_\psi + n_\theta$. Atseit, n_ψ turi būti mažesnis už n_φ arba lygus jam (kai $n_\theta = 0$). (24,5) formulė duoda tik $\cos \alpha$ absoliutinę reikšmę, nes elektrono mechaninio momento p kryptis gali sudaryti su lauko kryptimi smailų arba buką kampą ($\cos$ teigiamas arba neigiamas) pagal tai, kuria kryptimi skrieja elektronas. Kelių atomo elektronų kvantinį skaičių n_φ žymime j ir vadiname *vidiniu kvantiniu skaičiumi*. Kiekvienam atomui priskiriame dydį j , kuris nusako jo visą judėjimo kiekio (mechaninį) momentą, magnetinio lauko orientuojamą (24,5) lygties nusakoma kryptimi.

Ši kvantų teorijos išvada paprastai vadinama *kvantavimu erdvėje*. 36 pav. parodo galimas elektronų orbitų orientacijas erdvėje, esant $j = n_\varphi = 1, 2, 3$. Strėlės rodo galimą kvantuotų orbitų plokštumos normalės kryptį. Kadangi n_ψ gali būti lygus 1 arba 0, kai $j = n_\varphi = 1$, tai $\cos \alpha = 1$ arba 0; orbitos normalė

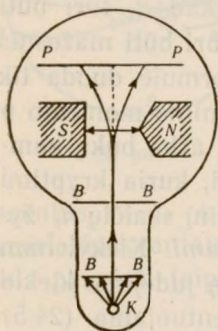


36 pav.

gali būti lygiagreti, antilygiagreti su magnetinio lauko kryptimi arba statmena jai (36 pav., a ($j=1$)). Kai $j=n_\varphi=2$, tai $n_\psi=2, 1, 0$ ir $\cos \alpha=1, 1/2, 0$. Šiuo atveju orbitos normalė gali būti pakrypusi magnetinio lauko atžvilgiu ne tik lygiagrečiai, antilygiagrečiai ir statmenai, bet ir 60° kampų (36 pav., b ($j=2$)). O esant $j=n_\varphi=3$, $n_\psi=3, 2, 1, 0$ ir $\cos \alpha=1, 2/3, 1/3, 0$. Tuomet galimas normalės kryptis nurodo 36 pav., c ($j=3$). Šią įdomią kvantų teorijos išvadą patvirtino eksperimentiniai tyrimai.

§ 25. STERNO IR GERLACHO TYRIMAS

Atomų kvantavimą erdvėje aiškiai parodo Sterno ir Gerlacho tyrimas. Iš esančios tuščio inde įkaitintos sidabro vielės K spinduliuojami atominiai spinduliai; jų siaurutis pluoštelis, per-



37 pav.

ėjęs per įšvaitos B plyšelį, eina į nevienalytį magnetinį lauką NS (37 pav.). Pastarojo veikiami, sidabro atomai nukrypsta. Kai atomo magnetinis momentas yra μ ir jo ašis su magnetinio lauko kryptimi sudaro kampą α , o magnetinio lauko gradientas kryptimi z yra $\frac{\partial H}{\partial z}$, tai atomą veikianti jėga

$$F = \mu \frac{\partial H}{\partial z} \cos \alpha. \quad (25,1)$$

Kadangi magnetiniame lauke atomas precesuoja aplink lauko kryptį (§ 36), tai magnetinio momento dedamųjų μ_x ir μ_y vidutinė reikšmė yra lygi nuliui. Todėl jos ir nedaro įtakos atomų judėjimui. Šios jėgos veikiamas atomas yra greitinamas; jo pagreitis

$$a = \frac{F}{m} = \frac{\mu}{m} \frac{\partial H}{\partial z} \cos \alpha, \quad (25,2)$$

čia m yra atomo masė. Tuomet atomas, praskriedamas magnetinį lauką, yra nukreiptas statmena judėjimui kryptimi nuotoliu l ; jei atomas magnetinį lauką praskrieja per laiką t , tai

$$l = \frac{1}{2} at^2 = \frac{\mu}{2m} \frac{\partial H}{\partial z} t^2 \cdot \cos \alpha. \quad (25,3)$$

Kai atomo greitis yra v , o magnetinio lauko plotis — b , tai

$$t = \frac{b}{v} \quad \text{ir}$$

$$l = \frac{\mu}{2m} \frac{\partial H}{\partial z} \frac{b^2}{v^2} \cos \alpha. \quad (25,4)$$

Vadinasi, atomo nuokrypis yra proporcingas $\cos \alpha$; jei imame skersinio nuokrypio elementą dl tarp l ir $l+dl$, tai

$$dl = \frac{\mu}{2m} \frac{b^2}{v^2} \frac{\partial H}{\partial z} \sin \alpha \cdot d\alpha. \quad (25,5)$$

Sakykime, kad atomo magnetinio momento ašis gali būti bet kaip pakrypusi magnetinio lauko krypties atžvilgiu, taigi sakykime, kad kampo α reikšmė yra visiškai atsitiktinė. Tuomet iš visų n atomų, kurie tam tikru akimirksniu praskrieja magnetinį lauką, atomai dn yra taip pakrypę, kad jų magnetinio momento ašis sudaro tokį kampą su magnetinio lauko kryptimi, kurio reikšmė yra tarp α ir $\alpha+d\alpha$; statistinėje mechanikoje išvedama, kad

$$dn = \frac{n \cdot \sin \alpha \cdot d\alpha}{2} \quad (25,6)$$

Kai visi atomai turi vienodą greitį v , tai dl ir dn yra proporcingi $\sin \alpha \cdot d\alpha$. Santykis $\frac{dn}{dl}$ — išlekiančių iš magnetinio lauko atomų *skersinis tiesinis tankis* — nepriklauso nuo kampo α , kol greitis v yra pastovus. Atomai, perėję per magnetinį lauką, surenkami plokštelėje P . Tose vietose, kur atomai nusėda, plokštelė pajuosta. Kalbamuojų atveju turėtume plokštelėje gauti vienus juodą juostelę. Bet sidabro atomų greitis nėra vienodas; jo reikšmės pasiskirsčiusios pagal Maksvelo pasiskirstymo dėsnį. Todėl gaunama išvada, kad juostelė turėtų būti juodžiausia viduryje, o nuo vidurio į kraštus ji turėtų simetriškai į abi puses tolygiai šviesėti.

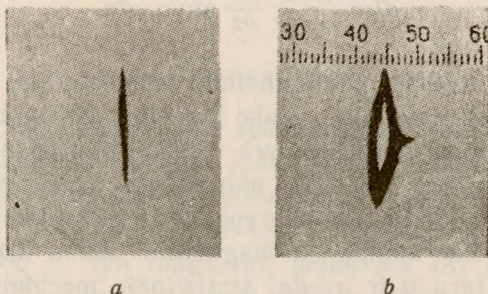
Kvantų teorijos išvada yra visiškai kitokia. Imkime paprasčiausią atvejį, kai atomų šalutinis kvantinis skaičius $l=1$. Kadangi atomai yra kvantuojami erdvėje, tai $\alpha=0$ arba π . Magnetiniame lauke esančius atomus veikianti jėga

$$F = \pm \mu \frac{\partial H}{\partial z}, \quad (25,7)$$

o atomų nuokrypis

$$l = \pm \frac{1}{2} a t^2 = \pm \frac{\mu}{2m} \frac{l^2}{v^2} \frac{\partial H}{\partial z}. \quad (25,8)$$

Taigi visi atomai yra nukreipiami; jie pasiskirsto į dvi dalis; tie, kurių magnetinio momento ašis yra lygiagreti, nukreipiami nuotoliu l nuo vidurio į vieną pusę; o kiti — į kitą pusę; juostelės vidurys turi likti šviesus. 38 pav. rodo, kaip atrodo juostelė:



38 pav.

a — be lauko, b — kai atomai praeina magnetinį lauką. Aiškiai matyti, kad sidabro atomai yra simetriškai nukreipti į abi puses; juostelės vidurys yra šviesus. Į viršų ir apačią atomų nuokrypis mažėja, nes mažėja magnetinio lauko gradientas.

Šis tyrimas aiškiai rodo, kad atomai erdvėje yra kvantuojami taip, kaip reikalauja kvantų teorija.

Uždaviniai

1. Kiek gali priartėti RaC^1 spinduliuojama α -dalelė prie urano branduolio, skriedama į jį tiesiai? α -dalelės greitis $v = 1,922 \cdot 10^9 \text{ cm s}^{-1}$. [Ats. $r = 3 \cdot 42 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$]

2. Kokiame taikymo nuotolyje α -dalelė, turinti 10 MeV energiją, urano branduolio bus nukreipta 90° kampų? [Ats. $p = 1,35 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$]

3. Kokios energijos dalies neteks α -dalelė, susidūrusi stacionariai su nejudamu protonu? Kokiu greičiu atitrenktas protonas, jei α -dalelės greitis prieš susidūrimą lygus v_0 ? [Ats. $u_2 = \frac{3}{5} v_0$;

$$u_p = 1,6 v_0; E_p = \frac{16}{25} E_\alpha]$$

4. Išbarstytos kampu $\theta_1 = 30^\circ$ α -dalelės registruojamos blyškiojančio ekrano. Per 1 val. užregistruojama 7800 išbarstytų dalelių. Kiek α -dalelių išbarstyta $\theta_2 = 120^\circ$ kampu? [Ats. $\Delta n_2 = 73,46$]

5. Reikia apskaičiuoti vandenilio atomo jonizacijos energiją; išreikškite ją elektrovoltais. [Ats. $U = 13,59$ eV]

6. Reikia apskaičiuoti vandenilio atomo H_α spektro linijos izotopijos efektą. [Ats. $\Delta\lambda_{32} = 0,6$ Å; $\Delta\lambda_{21} = 1,79$ Å; $\Delta\lambda_{31} = 2,49$ Å]

7. Parodykite, kaip kvantuojama tiesinio osciliatoriaus ir rotatoriaus energija Boro kvantų teorijoje. [Ats. Tiesinio osciliatoriaus $E = nh\nu$; rotatoriaus $E = \frac{n^2 h^2}{8\pi^2 I}$; čia I yra rotatoriaus inercijos momentas]

V SKYRIUS

SUNKESNIŲJŲ ATOMŲ STRUKTŪRA

§ 26. ELEKTRONINIAI SLUOKSNIAI

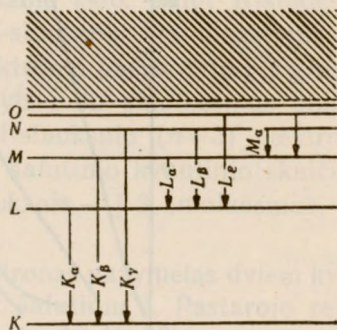
Rentgeno spindulių emisijos bei absorbcijos spektrų energinės sužadavimo sąlygos (§ 18) rodo, kad ne visi atomo elektronai yra vienodai stipriai pririšti prie branduolio. Skirtingos (K , L , M ir t. t.) absorbcijos juostų briaunos bei jas atitinkanti skirtinga jonizacijos energija rodo, kad turime skirtingus atomų jonizacijos būvius. Taigi vieni atomo elektronai yra toliau nuo branduolio ir silpniau pririšti prie jo, kiti arčiau ir stipriau surišti. Aiškinant rentgeno spindulių spektro linijų serijų kilmę, reikia atomo elektronus skirstyti į atskiras grupes; beveik visi tos pačios grupės elektronai yra vienodai nutolę nuo branduolio, vadinasi, jie visi pasiskirstę apie branduolį beveik rutuliniame paviršiuje; sakome, kad jie yra tam tikrame „elektroniame sluoksnyje“. Tokių elektroninių sluoksnių turime keletą; juos žymime raidėmis K , L , M , N ir t. t. K -sluoksniu elektronai yra arčiausia prie branduolio, jie stipriausiai su juo surišti; tuomet atomo energija yra mažiausia, o sistema — stabiliausia. Taigi K -sluoksniu elektronams reikia priskirti pagrindinį kvantinį skaičių $n=1$. Elektronai, turį pagrindinius kvantinius skaičius $n=2, 3, 4, \dots$, yra L , M , N ir t. t. sluoksniuose. Kuo didesnis pagrindinis kvantinis skaičius, tuo šie elektronai yra laisviau surišti su branduoliu.

Apie atomo elektronų pasiskirstymą atskirais sluoksniais sprendžiame iš rentgeno spindulių spektrų. Bet kurį atomo elektroną veikia ne tik branduolys, bet ir visi kiti to paties atomo elektronai. Jų poveikį galime suskirstyti į tris dalis: į *vidinių sluoksnių*, *išorinių sluoksnių* ir *to paties sluoksniu*, kuriame yra kalbamasis elektronas, *elektronų poveikį*. Vidinių sluoksnių elekt-

ronai branduolio poveikį silpnina; apytiksliai galime laikyti, kad dėl jų veikimo lyg ir sumažėja branduolio elementarių elektros krūvių skaičius tiek, kiek yra iš viso vidiniuose sluoksniuose elektronų. Išorinių sluoksnių elektronų poveikį galime pakeisti paskirstytų rutuliniuose paviršiuose, kurių radiusai lygūs atskirų sluoksnių radiusams, elektros krūvių poveikiu. Kuo didesni išorinių sluoksnių radiusai, tuo šis poveikis yra mažesnis.

Apskritai, išorinių sluoksnių elektronų poveikis yra toks mažas, kad jau, pvz., K -sluoksniu elektrono energinis būvis beveik nepakinta, kai N -sluoksniu elektronų skaičius padidėja vienu, padidėjus ir branduolio elementarių elektros krūvių skaičiui vienu. To paties sluoksniu elektronų poveikį įvertinti yra sunkiau; reikia pažymėti, kad jie veikia tik savo elektros krūvio dalimi, dengdami branduolio poveikį.

Įsivaizduokime taip: sunkesnio elemento atomą gauname, pridėję prie gretimo lengvesnio atomo vieną elektroną ir padidinę vienu teigiamu e jo branduolio elektros krūvį; tuomet iš branduolio poveikio pakitimo galime spręsti, kuriame sluoksnyje yra šis elektronas. Šį kiti mums parodo rentgeno spindulių spektrai. Jų susidarymas vaizduojamas 39 pav. Kai katodiniai spinduliai išmuša elektroną iš K -sluoksniu, tai laisvąją vietą gali užimti elektronai iš tolimesnių L , M ir t. t. sluoksnių, spinduliuodami atitinkamas spektro linijas, kurių bangų skai-



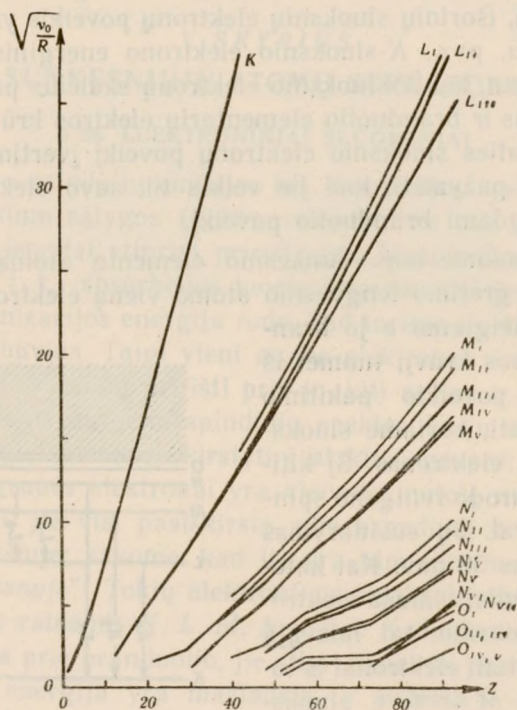
39 pav.

čius ν_0 , arba, tikriau pasakius, $\sqrt{\frac{\nu_0}{R}}$, yra išreiškiamas taip (18,2):

$$\sqrt{\frac{\nu_0}{R}} = a_1(Z - b_1), \quad (26,1)$$

taigi $\sqrt{\frac{\nu_0}{R}}$ yra proporcingas dydžiui $Z - b_1 = Z^*$, vadinamam efektyviu branduolio krūviu. Tokiu būdu galime surasti dengiamąją konstantą b_1 . 40 pav. pavaizduotos kreivės rodo $\sqrt{\frac{\nu_0}{R}}$

priklausomybę nuo elemento atominio numerio. Kreivės staigumas nekinta, kol $(Z - b_1)$ lieka pastovus, atseit, kol elektronai yra tolimesniuose išoriniuose sluoksniuose. Kai kreivės staigumas mažėja, didėja konstanta b_1 ; tai rodo, kad elektronas yra artimesniame išoriniame sluoksnyje. Kada elektronas yra vidiniame sluoksnyje, tuomet branduolio priedinio teigiamo krūvio



40 pav.

poveikis yra atsveriamas elektrono poveikio; tuo atveju kreivė eina gulsčiau.

Tokius ryškius kreivių staigumo kitimus pastebime 21—28, 39—46 ir 58—72 eilės numerių cheminiuose elementuose. Juose nauji elektronai sudedami artimesniuose branduoliui sluoksniuose. Iš to, kiek pakinta kreivių staigumas, galima spręsti, kuriuose sluoksniuose yra elektronai. Tarp 21—28 nauji elektronai esti M -sluoksnyje, tarp 39—46 bei tarp 58—72 — N -sluoksnyje. 58—72 atveji rodo O kreivių gulsčioji dalis (40 pav.).

Optinių bei rentgeno spindulių spektrų linijų smulkioji struktūra parodė, kad ne visi L -, M -, N - ir t. t. sluoksnių elektronai yra lygiaverčiai; jie skirstomi į atskiras grupes, priskiriant jiems antrą — šalutinį kvantinį skaičių $l = n_{\varphi} - 1$ (§ 22). Pastarasis yra proporcingas elektrono judėjimo kiekio momento, kokį turi elektronas, skriedamas aplink branduolį, reikšmei. Šis momentas dažnai vadinamas orbitiniu. Jei elektrono orbitinį momentą išreikštume kvantiniais vienetais $\frac{h}{2\pi}$, tai šalutinio kvantinio skaičiaus reikšmė nusakytų paties orbitinio momento reikšmę. Tuomet orbitinį mechaninį momentą, kaip vektorių, žymime $\mathbf{l}$. Kai pagrindinis kvantinis skaičius yra n , tai l gali turėti tokias reikšmes: $l = n - 1, n - 2, n - 3, \dots, 2, 1, 0$. Įvedus šalutinį kvantinį skaičių l , bet kurio sluoksnio elektronai paskirstomi į atskiras elektronų grupes; atitinkamai ir sluoksnį, nusakantį atomo energinį būvį arba energijos lygį, reikia suskirstyti į tiek atskirų smulkesnių sluoksnių, kiek yra elektronų grupių. Kai $n = 1$, tai l turi tik vienintelę reikšmę $l = 0$. Taigi K -sluoksnio elektronai sudaro vieną grupę, K -sluoksnis yra vienalypis. Jei $n = 2$, tai $l = 0, 1$. Šio sluoksnio elektronai pasiskirsto į 2 grupes; vadinasi, L -sluoksnį reikia padalyti į du smulkesnius sluoksnius, kuriuos žymime L_0 ir L_1 . M -sluoksnio ($n = 3$) elektronai suskirstomi į 3 grupes pagal tris šalutinio kvantinio skaičiaus reikšmes $l = 0, 1, 2$, o pats M -sluoksnis — į 3 smulkesnius, M_0 , M_1 ir M_2 ir t. t.

Vadinasi, kiekvienas atomo elektronas pažymėtas dviem kvantiniais skaičiais: pagrindiniu n ir šalutiniu l . Pastarojo reikšmėms žymėti vartojami simboliai: pagrindinio kvantinio skaičiaus reikšmė pažymima atitinkamu skaitmeniu, šalutinio — raidėmis $s, p, d, \dots$, kaip parodyta 7-je lentelėje.

7 lentelė

Elektronų žymėjimas

Šalutinio kvantinio skaičiaus reikšmė	$l = 0, 1, 2, 3, 4$ ir t. t.
Elektrono simbolis	s, p, d, f, g ir t. t.

Kai kelių elektronų kvantinių skaičių n ir l reikšmės yra vienos, šių elektronų skaičius paprastai pažymimas elektrono

simbolio dešinėje pusėje; pvz., $2p^6$ žymi 6 elektronus, kurių $n=2$, o $l=1$. Pereinant elektronui iš vieno energijos lygio į kitą, pagal atrankos taisyklę l reikšmė gali pasikeisti tik ± 1 ir tik nenormaliomis sąlygomis, pvz., elektriniame lauke, atrankos taisyklė nustoja galiojusi.

8-je lentelėje pateikiamas smulkesnis sluoksnių paskirstymas.

8 lentelė

Elektroninių sluoksnių paskirstymas

Sluoksnis Kvantinis skaičius	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>	<i>N</i>	<i>O</i>
pagrindinis <i>n</i>	1	2	3	4	5
šalutinis <i>l</i>	0	0 1	0 1 2	0 1 2 3	0 1 2 3 4
elektronų simboliai	<i>s</i>	<i>s p</i>	<i>s p d</i>	<i>s p d f</i>	<i>s p d f g</i>
sluoksnių paskirstymas ir jų žymėjimas	K_0	$L_0 L_1$	$M_0 M_1 M_2$	$N_0 N_1 N_2 N_3$	$O_0 O_1 O_2 O_3 O_4$

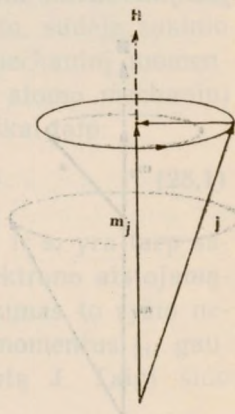
§ 27. ELEKTRONO KVANTINIAI SKAICIAI

Priskyrus elektronui ir du kvantinius skaičius, vis tiek negalime išaiškinti visos atominių spektrų linijų įvairenybės. Pasirodo, kad atomų skirtingų energijos lygių skaičius yra žymiai didesnis. 1925 m. Ulenbekas ir Goudsmitas įvedė trečią kvantinį skaičių, vadinamą *sukinio*, arba *spino*, kvantiniu skaičiumi; jis žymimas *s*. Jie paskelbė tokią svarbią spektro linijų teorijoje hipotezę. Atomo elektronas ne tik skrieja tam tikra orbita aplink branduolį, bet ir sukasi aplink ašį, einančią pro jo svorio centrą. Šis elektrono sukimasis, vadinamas sukiniu, arba spinu, visai nepriklauso nuo jo skriejimo aplink branduolį. Sukdamasis elektronas turi mechaninį (judėjimo kiekio) momentą. Jis yra lygus $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, taigi, reiškiant kvantiniais vienetais, lygus $\frac{1}{2}$. Taikydami šią elektrono sukinio hipotezę spektro linijų kilmei aiškinti, iš pradžių paimkime atomo išoriniame sluoksnyje tik vieną valentingumo elektroną ir sakykime, kad vidinių sluoksnių mechaninis momentas yra lygus nuliui. Elektronas, skriedamas lyg ir elipsė aplink branduolį, turi orbitinį mechaninį

momentą, nusakomą šaltutinio kvantinio skaičiaus l ; besisukdamas aplink savo ašį, jis turi sukinio mechaninį momentą, nusakomą sukinio kvantinio skaičiaus s ; išreiškus kvantiniais vienetais $\frac{h}{2\pi}$, šie du mechaniniai momentai yra lygūs l ir s .

Atstojamasis mechaninis momentas lygus šių dviejų momentų vektorinei sumai; jį žymime j . Jo reikšmę nusako vidinis kvantinis skaičius j , kurio reikšmė yra arba sveikasis, arba pusinis skaičius. Gretimos j reikšmės visuomet skiriasi vienetu. Jo, kaip ir šaltutinio kvantinio skaičiaus reikšmės, kitimus nusako atrankos taisyklė; kintant atomo energiniam būviui, t. y. elektronui persokant iš vienos orbitos į kitą, j reikšmė arba visai nekinta, arba pakinta ± 1 , taigi $\Delta j = 0, \pm 1$; be to, uždraustas kitimas $0 \rightarrow 0$. Atrankos taisyklė nebetinka stipriame magnetiniame lauke.

Vidinis kvantinis skaičius nusako visos sistemos atstojamojo mechaninio (judėjimo kiekio) momento, išreikšto kvantiniais vienetais, reikšmę. Jis surandamas, sudedant vektorius l ir s .



41 pav.

Silpname magnetiniame lauke vektorius j sukasi (precesuoja) aplink išorinio magnetinio lauko H kryptį (41 pav.). Tuo metu atomas yra kvantuojamas erdvėje (§ 24). Vektoriaus j dekamąją magnetinio lauko H kryptimi nusako *magnetinis kvantinis skaičius*; jis žymimas m . Jeigu atomo vidinis kvantinis skaičius yra j , tai, kvantuojant atomą erdvėje, magnetinis kvantinis skaičius m gali turėti tokias reikšmes:

$$j, j-1, j-2, \dots, 1, 0, -1, \dots, -(j-2), \\ -(j-1), -j.$$

Tuo būdu, silpnuose magnetiniuose laukuose bet kuris atomo elektronas yra pažymėtas keturiais kvantiniais skaičiais:

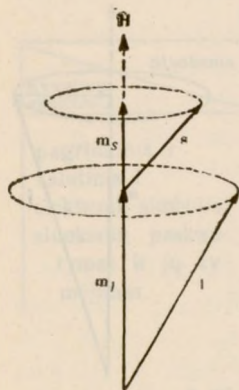
1. Pagrindiniu kvantiniu skaičiumi n , kurio reikšmės yra sveikieji skaičiai; $n=1, 2, 3, \dots$. Nuo jo priklauso elektronų orbitos dydis.

2. Šaltutiniu kvantiniu skaičiumi l ; jo reikšmės yra sveikieji skaičiai. Jis nusako elektrono orbitinį judėjimo kiekio momentą,

kurį jis turi, skriedamas orbita aplink branduolį. Kai pagrindinis kvantinis skaičius yra n , tai šalutinis kvantinis skaičius l gali turėti tokias reikšmes:

$$n-1, n-2, n-3, \dots, 2, 1, 0.$$

3. Sukinio kvantiniu skaičiumi s . Jis nusako elektrono sukinio judėjimo kiekio momento, kurį elektronas įgyja, sukdamasis aplink ašį, einančią per svorio centrą, reikšmę, kai šis momentas matuojamas kvantiniais vienetais. Atskirų elektronų $s = \pm \frac{1}{2}$.



42 pav.

4. Magnetiniu kvantiniu skaičiumi m , kuris nusako atomo viso judėjimo kiekio momento dedamąją išorinio (arba vidinio) magnetinio lauko kryptimi.

Stipriuose (10^4 — 10^5 Oe eilės) magnetiniuose laukuose ryšys tarp vektorių l ir s nutrūksta; tada kiekvienas iš jų atskirai precesuoja aplink magnetinio lauko H kryptį (42 pav.), taigi kiekvienas atskirai yra kvantuojamas erdvėje. Tuomet tų vektorių kryptį erdvėje nusako šalutinis magnetinis m_l ir sukinio magnetinis m_s kvantiniai skaičiai.

§ 28. DAUGELIO ELEKTRONŲ ATOMAS. ATSTOJAMIEJI KVANTINIAI SKAICIAI

Kai atomo išoriniame elektroniniame sluoksnyje yra keli valentiniai elektronai (vidiniai sluoksniai yra užpildyti elektronų), tai kiekvienas iš jų, pvz., i -tasis elektronas turi savo orbitinį ir sukinio mechaninį momentą l_i ir s_i ir atitinkamus kvantinius skaičius l_i ir s_i . Taigi kiekvienas elektronas turi ir vidinį kvantinį skaičių j_i , kuris nusako elektrono atstojamąjį mechaninį momentą j_i .

Visų esančių atomo išoriniame elektroniniame sluoksnyje elektronų atstojamasis mechaninis momentas (išreikštas kvantiniais vienetais) priklauso nuo mechaninių momentų l ir s ryšio. Iš įvairių galimų ryšių čia paminėsime du: (LS) ir (jj) .

Esant silpniems jėgų (elektriniam arba magnetiniam) laukams, atominėse sistemose dažniausiai susiduriame su Raselio ir Saunderso nustatytu (LS) ryšiu. Šiuo atveju sąveika tarp atomo atskirų elektronų vienaarūšių mechaninių momentų $\mathbf{l}_i$ ir $\mathbf{l}_h$ arba $\mathbf{s}_i$ ir $\mathbf{s}_h$ yra stipresnė, nekaip tarp to paties elektrono įvairiarūšių mechaninių momentų $\mathbf{l}_i$ ir $\mathbf{s}_i$. Ieškant atstojamojo mechaninio momento, iš pradžių yra sudedami visų elektronų mechaniniai momentai $\mathbf{l}_i$; juos sudėję, gauname atomo orbitinį mechaninį momentą $\mathbf{L}$. Nepriklausomai nuo to, sudėję sukinio vektorius $\mathbf{s}_i$, gauname sukinio atstojamąjį mechaninį momentą $\mathbf{S}$. Tuomet, sudėję $\mathbf{L}$ ir $\mathbf{S}$, gauname visą atomo mechaninį momentą $\mathbf{J}$. Paprastai šį ryšį žymime simboliškai taip:

$$(l_1 l_2 \dots l_n) (s_1 s_2 \dots s_n) = (LS). \quad (28,1)$$

(jj) ryšys yra toks. Kiekvieno elektrono $\mathbf{l}_i$ ir $\mathbf{s}_i$ yra tarp sąvės stipriau surišti; juos sudėję, gauname elektrono atstojamąjį mechaninį momentą $\mathbf{j}_i$. Kitų elektronų veikimas to ryšio nesuardo. Sudėję visų elektronų mechaninius momentus $\mathbf{j}_i$, gauname atomo atstojamąjį mechaninį momentą $\mathbf{J}$. Taigi šiuo atveju turime:

$$(l_1 s_1) (l_2 s_2) (l_3 s_3) \dots = (j_1 j_2 j_3 \dots) = (jj). \quad (28,2)$$

(jj) pasitaiko atomuose rečiau.

Be minėtųjų (LS) ir (jj) ryšių, atominėse sistemose gali susidaryti ir kitokio pobūdžio, pvz., ($J_0 l$), ($J_0 j$) ir kt., ryšiai.

Atomo sužadavimo laipsniui didėjant, kinta ir ryšio tipas. Dažnai (LS) ryšys pakinta į (LS_0), o pastarasis — į ($J_0 l$) arba ($J_0 j$) ryšį. Nagrinėjant sąveiką tarp momentų, paprastai elektronai suskirstomi į dvi grupes: atomo kamieno ir sužadintus elektronus. Atomo kamieno elektronų momentus ir juos atitinkančius kvantinius skaičius pažymime ($_0$) žyme ($\mathbf{L}_0$, $\mathbf{S}_0$, $\mathbf{J}_0$), o sužadintų elektronų — be žymės. Esant tokiems ryšių tipams, atstojamuosius vektorius ir atitinkamų kvantinių skaičių reikšmes surandame panašiai, kaip ir esant (LS) bei (jj) ryšiui. Pavyzdžiui, turint ($J_0 j$) tipo ryšį, iš pradžių surandame atomo kamieno elektronų atstojamuosius orbitinį $\mathbf{L}_0$ ir sukininį $\mathbf{S}_0$ vektorius bei jų atstojamąjį vektorių $\mathbf{J}_0$; po to surandame sužadinto elektrono atstojamąjį vektorių $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$. Tada surandame $\mathbf{J}_0$ ir $\mathbf{j}$

vektorių atstojamąjį. Kvantinių skaičių reikšmės yra lygios višioms, besiskiriančioms vienetu reikšmėms tarp

$$|J_0 + j| \geq J \geq |J_0 - j|.$$

Vienvalenčių, turinčių išoriniame sluoksnyje tik vieną elektroną, pvz., šarminių elementų, atomų sukinio momento s reikšmė yra $s = 1/2$; divalenčių, turinčių išoriniame sluoksnyje du valentingumo elektronus, atomų sukinio atstojamojo momento S reikšmės yra: $S_1 = 1/2 + 1/2 = 1$ ir $S_2 = 1/2 - 1/2 = 0$, trivalenčių atomų S gali turėti šias reikšmes: $S_1 = 1/2$ ir $S_2 = 3/2$, keturvalenčių atomų — $S_1 = 0$, $S_2 = 1$ ir $S_3 = 2$. Ir, apskritai, jei valentingumo elektronų skaičius yra x , tai sukinio atstojamasis mechaninis momentas gali turėti tokias tarp 0 ir $x/2$ esančias reikšmes; kai x yra lyginis, tai S reikšmės yra sveikieji skaičiai:

$$S = 0, 1, 2, 3 \dots x/2,$$

o kai x — nelyginis, tai S reikšmės yra pusinės:

$$S = 1/2, 3/2, 5/2 \dots x/2.$$

Atstojamasis orbitinis mechaninis momentas L gaunamas sudėtingesniu būdu, vektoriškai sudedant visus l . Dviejų elektronų atstojamojo momento L galimos reikšmės yra tarp $l_1 + l_2$ ir $l_1 - l_2$, taigi

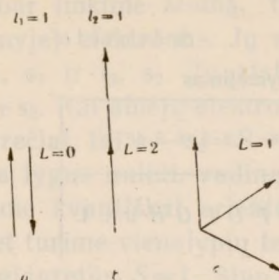
$$(l_1 + l_2) \geq (L) \geq (l_1 - l_2). \quad (28,3)$$

Sudedamieji vektoriai l_1 ir l_2 yra kvantuoti erdvėje ir gali būti taip pakrypę vienas kito atžvilgiu. Kraštinėje padėtyje jie yra lygiagretūs tos pačios arba priešingų krypčių. Tarpinės jų galimos padėties nusako tai, kad atstojamasis momentas turi būti kartotinis $\frac{h}{2\pi}$; kitaip tariant, skirtingos L (o taip pat S bei J) reikšmės tegali skirtis vienetu.

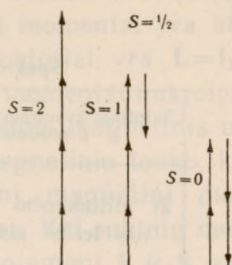
Nustatant kelių elektronų mechaninių momentų l atstojamąjį momentą L , iš pradžių surandamas dviejų elektronų momentų l atstojamasis momentas, vėliau šis sudedamas su trečio elektrono l ir t. t.

Imkime pavyzdį. Sudėkime dviejų elektronų orbitinius mechaninius momentus, kurių absoliutinės reikšmės yra $l_1 = 1$ ir

$l_2=1$. Kraštinėje padėtyje atstojamasis mechaninis momentas L gali būti lygus nuliui arba 2 (43 pav., a ir b). Be šių reikšmių,



43 pav.



44 pav.

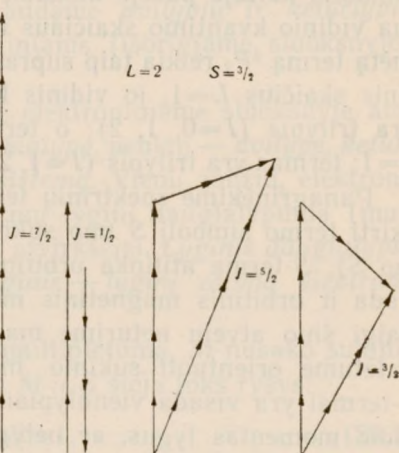
L gali turėti dar reikšmę 1 (43 pav., c). Kitokių reikšmių negali būti. 44 pav. vaizduoja 4 elektronų sukinių momentų s , o 45 pav.— $L=2$ ir $S=3/2$ momentų sudėtį bei atstojamųjų galimas reikšmes.

Vektoriškai sudėdami S ir L , gauname atstojamąjį mechaninį momentą J . Jo galimos reikšmės skiriasi vienetu ir yra tarp dviejų kraštinių reikšmių:

$$|L+S| \geq J \geq |L-S|. \quad (28,4)$$

Kai elektronų skaičius yra nelyginis, tai S reikšmė yra pusinė, taigi ir J reikšmės yra

pusinės. O kai elektronų skaičius yra lyginis, J reikšmės yra reiškiamos sveikuoju skaičiumi.



45 pav.

§ 29. SPEKTRINIŲ TERMŲ SIMBOLIKA IR JOS RYSIAI SU KVANTINIAIS SKAICIAIS

Atomo elektronų kvantiniai skaičiai nusako ne tik atomo mechaninį momentą, bet ir jo energinį būvį, taigi energijos lygį. O kiekvieną energijos lygį atitinka spektrinis terminas.

Termai paprastai žymimi simboliškai didžiosiomis raidėmis; jų simbolis pažymi atomo šalutinio kvantinio skaičiaus reikšmę.

9 lentelė

Spektrinių termų žymėjimas

Salutinio kvantinio skaičiaus L reikšmė	0 1 2 3 4 5 ir t. t.
Jį atitinkančio spektri- nio termo simbolis	$S P D F G H$ ir t. t.

Termai esti *vienalypiai* (*singuletiniai*), *dvilypiai* (*dubletiniai*), *trilypiai* (*tripletiniai*) ir, apskritai, *daugialypiai* (*multipletiniai*). Jų daugialypumas, arba multipletumas, žymimas termo simbolio kairėje pusėje aukštai, o dešinėje termo pusėje žymima vidinio kvantinio skaičiaus reikšmė. Pvz., simboliškai pažymėtą termą 3P_2 reikia taip suprasti: atomo termo šalutinis kvantinis skaičius $L=1$, jo vidinis kvantinis skaičius $J=2$; terminas yra trilypis ($J=0, 1, 2$); o termo simbolis 3D_1 reiškia: $L=2$, $J=1$; terminas yra trilypis ($J=1, 2, 3$).

Panagrinėkime spektrinių termų S ($L=0$) ypatybes (reikia skirti termo simbolį S nuo sukinio kvantinio skaičiaus žymėjimo S). S -termą atitinka orbitinis mechaninis momentas $L=0$. Tada ir orbitinis magnetinis momentas taip pat lygus nuliui. Taigi šiuo atveju neturime magnetinio lauko, kurio atžvilgiu galėtume orientuoti sukinio magnetinį momentą μ_s . Atseit, S -termai yra visada vienalypiai, nesvarbu, ar atstojamasis sukinio momentas lygus, ar nelygus nuliui.

Tegu atomo išoriniame elektroniniame sluoksnyje yra tik vienas valentinis elektronas. Visi kiti sluoksniai yra užpildyti elektronų; juos vadiname *uždaraisiais sluoksniais*. Uždaryjū sluoksnių mechaninis ir magnetinis momentai lygūs nuliui. Pažymėkime elektrono orbitinį mechaninį momentą $\mathbf{l}$, o sukinio — $\mathbf{s}$. Magnetiniams laukams sąveikojant, jie gali būti dvejopai orientuoti; tada atitinkamai atstojamasis mechaninis momentas $\mathbf{j}$ turi dvi reikšmes.

$$\mathbf{j}_1 = \mathbf{l} + \mathbf{s}$$

ir

$$\mathbf{j}_2 = \mathbf{l} - \mathbf{s}.$$

Taigi šiuo atveju spektriniai termai yra dvilyčiai ir sudaro dvilyčių termų sistemą.

Dabar imkime atomą, turintį du valentinius (išoriniame sluoksnyje) elektronus. Jų mechaniniai momentai yra atitinkamai $\mathbf{l}_1$, $\mathbf{s}_1$ ir $\mathbf{l}_2$, $\mathbf{s}_2$. Jų atstojamieji vektoriai yra $\mathbf{L}=\mathbf{l}_1+\mathbf{l}_2$ ir $\mathbf{S}=\mathbf{s}_1+\mathbf{s}_2$. Kai abiejų elektronų sukinio momentai nukreipti antilygiagrečiai, tai $\mathbf{s}_1-\mathbf{s}_2=\mathbf{S}=0$; tada sukinio magnetinis momentas yra lygus nuliui, vadinasi, nėra magnetinio lauko, kuriame galėtume kvantiškai orientuoti orbitinį magnetinį momentą. Tuomet turime vienalyčių termų sistemą. Kai sukinų momentai yra lygiagretūs, $\mathbf{S}=1$. Šiuo atveju atstojamieji $\mathbf{L}$ ir $\mathbf{S}$ gali būti trejopai orientuoti, ir atstojamasis momentas $\mathbf{J}$ gali turėti 3 reikšmes, besiskiriančias dydžiu $\frac{h}{2\pi}$. Taigi, esant $\mathbf{S}=1$, gauname triilyčių termų sistemą.

Panašiai samprotaudami, randame *dvilyčių* ir *keturilyčių termų sistemas*, esant 3 valentiniams (išoriniame sluoksnyje) elektronams.

Keturių elektronų išoriniame elektroniniame sluoksnyje atomai turi *vienalybę*, *trilybę* ir *penkialypę*, penkių — *dvilybę*, *keturilybę* ir *šešialypę* ir t. t. *termų sistemą*. Vienu žodžiu, elektronų skaičiui didėjant, spektrinių termų lyginį daugialypumą (multipletumą) pakeičia nelyginis, ir atvirkščiai. *Lyginis daugialypumas atitinka nelyginį, o nelyginis — lyginį atomo elektronų skaičių*.

Termų daugialypumą, arba multipletumą, M nusako sukinio mechaninio momento $\mathbf{S}$ reikšmė. M ir S sieja toks ryšys:

$$M=2S+1, \quad (29,1)$$

nes kai šalutinio ir sukinio kvantinių skaičių reikšmės yra L ir S , tai vidinis kvantinis skaičius gali turėti $2S+1$ reikšmių ($L>S$). Šių reikšmių spektriniai termai sudaro atskirą grupę — *daugialypį termą*, arba *multipletą*. Jo pobūdis priklauso nuo sukinio momento $\mathbf{S}$ reikšmės:

$S=0$,	termai yra vienalyčiai (singuletiniai),
$S=1/2$	— — dvilyčiai (dubletiniai),
$S=1$	— — trilyčiai (tripletiniai),
$S=3/2$	— — keturilyčiai (kvadrupletiniai),
$S=2$	— — penkialypiai (kvintupletiniai)
ir t. t.	

Imkime pavyzdį. Atomai turi du elektronus: $p(s=1/2, l_1=1)$ ir $d(s=1/2, l_2=2)$. Tuomet $S=0$ arba 1 , o $L=1, 2, 3$. J turi tokias reikšmes:

$$\begin{array}{llll} S=0 & L=1 & J=1 & S=1 \\ & L=2 & J=2 & L=1 \\ & L=3 & J=3 & L=2 \\ & & & L=3 \end{array} \quad \begin{array}{l} J=0, 1, 2 \\ J=1, 2, 3 \\ J=2, 3, 4 \end{array}$$

10-toje lentelėje surašytos J reikšmės, kai $L=0, 1, 2, 3$ ir $S=0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2$.

10 lentelė

J reikšmės

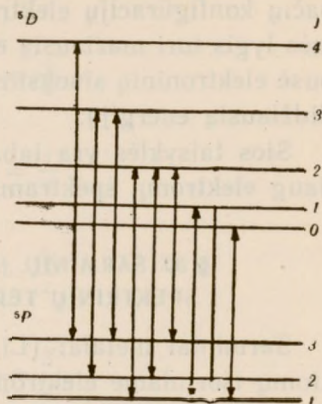
L reikšmė	Termas	J reikšmė		J reikšmė
$L=0$	S	0	$S=0$	$1/2$ $S=1/2$
1	P	1		$1/2$ $3/2$
2	D	2		$3/2$ $5/2$
3	F	3		$5/2$ $7/2$
$L=0$	S	1	$S=1$	$3/2$ $S=3/2$
1	P	0 1 2		$1/2$ $3/2$ $5/2$
2	D	1 2 3		$1/2$ $3/2$ $5/2$ $7/2$
3	F	2 3 4		$3/2$ $5/2$ $7/2$ $9/2$
$L=0$	S	2	$S=2$	$5/2$ $S=5/2$
1	P	1 2 3		$3/2$ $5/2$ $7/2$
2	D	0 1 2 3 4		$1/2$ $3/2$ $5/2$ $7/2$ $9/2$
3	F	1 2 3 4 5		$1/2$ $3/2$ $5/2$ $7/2$ $9/2$ $11/2$

Simboliškai terminus reikia žymėti taip. Kai, pvz., $S=1, L=1$, tai $J=0, 1, 2$, ir tada termai yra $^3P_0, ^3P_1$ ir 3P_2 ; o kai $S=1, L=2$, tai $J=1, 2, 3$, tuomet atitinkamai termai yra šie: $^3D_1, ^3D_2, ^3D_3$. Dažnai simboliškai pažymima tik bendra termų grupė — daugialypis terminas (multipletas), pvz., 6P . Atskirai šie termai yra štai kaip žymimi. Kadangi terminas yra šešialypis, tai $2S+1=6$, iš čia $S=5/2$; šiuo atveju (P) $L=1$; taigi J turi tokias reikšmes: $3/2, 5/2$ ir $7/2$. Turime šiuos terminus: $^6P_{3/2}, ^6P_{5/2}, ^6P_{7/2}$. Nors terminas yra šešialypis, bet, kadangi $L < S$, J turi tik tris reikšmes.

Kai elektronas pereina iš vieno daugialypio termino į antrą, turime daugelį perėjimo būdų. Peršokant elektronui skirtingais keliais, taigi pereinant atomui iš vis kitokių pradinių energijos

lygių į skirtingus galinius lygius, bus išspinduliuojamos labai artimo, bet skirtingo dažnumo spektro linijos. Tuomet spinduliuojama *daugialypė spektro linija*, arba *multipletas*. Jos komponentų skaičių nusako atrankos taisyklė, kuri reikalauja, kad J kitėtų arba nuliui, arba ± 1 , taigi

$\Delta J = 0, \pm 1$. Pvz., tarp Cr neutralaus atomo termų 5P ir 5D atrankos taisyklės leidžiami tik tokie perėjimai. Termo 5P $L=1, S=2$ ir $J=1, 2, 3$; o termo 5D $L=2, S=2$ ir $J=0, 1, 2, 3, 4$. Perėjimus galime pavaizduoti energijos lygių diagramoje (46 pav.); joje daugialypiai termai vaizduojami gulsčiomis linijomis; stačiosios linijos rodo galimus perėjimus tarp daugialypių termų komponentų. Iš viso turime devynis atrankos taisyklės leidžiamus perėjimus, taigi ir spinduliuojamoji spektro linija turi 9 komponentus. 11-je lentelėje surašyti leidžiami perėjimai tarp atskirų termų.



46 pav.

11 lentelė

Perėjimų tarp termų 5P ir 5D schema

	5D_4	5D_3	5D_2	5D_1	5D_0
5P_1			$^5P_1-^5D_2$	$^5P_1-^5D_1$	$^5P_1-^5D_0$
5P_2		$^5P_2-^5D_3$	$^5P_2-^5D_2$	$^5P_2-^5D_1$	
5P_3	$^5P_3-^5D_4$	$^5P_3-^5D_3$	$^5P_3-^5D_2$		

Žinodami spektrinių termų kvantinius skaičius L, S ir J , galime spręsti, kaip energija pasiskirsto tarp atskirų to paties multipletto termų. Jį nusako tokios 3 taisyklės.

1. *Hundo taisyklė*. Tos pačios elektronų konfigūracijos (t. y. grupės elektronų, kurie turi vienodus kvantinius skaičius n ir l , bet skirtingus m ir s) energijos lygiai, kurių daugialypumas yra didesnis (t. y. kurių s yra didesnis), turi mažesnę energiją. Tarp didžiausio daugialypumo termų mažiausia energija pasižymi tie lygiai, kurių L yra didžiausias.

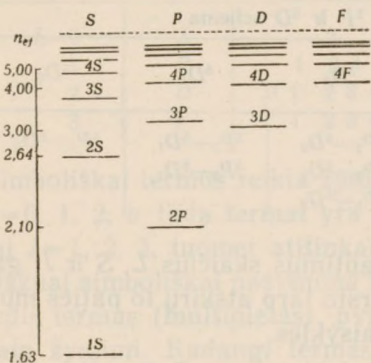
2. *Landės tarpų taisyklė.* To paties multipletto (tokių pat L ir S , bet skirtingo J) dviejų gretimų energijos lygių energijos skirtumas yra proporcingas aukštesnio lygio J reikšmei.

3. *Apgręžimo taisyklė.* Kai užpildyta mažiau kaip pusė tų pačių konfigūracijų elektroninių sluoksnių, mažiausios J reikšmės lygis turi mažiausią energiją; o kai užpildyta daugiau kaip pusė elektroninių sluoksnių, tai mažiausios J reikšmės lygis turi didžiausią energiją.

Sios taisyklės yra labai naudingos atomų ir jonų, turinčių daug elektronų, spektrams nagrinėti.

§ 30. ŠARMINIŲ IR ŽEMĖS ŠARMINIŲ METALŲ SPEKTRINIŲ TERMŲ SMULKIOJI STRUKTŪRA

Šarminiai metalai (Li , Na , K ir kt.) yra vienvalenčiai; jų atomų išoriniame elektroniniame sluoksnyje yra tik vienas valentinis elektronas. Kiti atomo elektronai sudaro uždaruosius sluoksnius (§ 35). 47 pav. pavaizduota Na atomo spektrinių termų eilių ir efektyviųjų pagrindinių kvantinių skaičių schema. Joje Na atomo pagrindinis (mažiausios energijos) lygis pažymėtas $1S$, nors, kaip matysime vėliau (§ 35), jo valentinis



47 pav.

elektronas yra sluoksnyje $M(n=3)$, taigi tas lygis turėtų būti pažymėtas $3S$. Spektroskopijoje vartojami abu žymėjimai. Jei visų šarminių metalų pagrindinius termus pažymėsime $1S$, tai n_{ef} bus lygus atitinkamai $(1+s)$, $(2+p)$ ir t. t. O jei termą pažymėsime elektroninio sluoksnio numeriu n , tai $n_{ef} = (n - \mu)$; μ yra vadinamas *kvantinio skaičiaus nepriteklium* (defektu).

47 pav. termų schema rodo, kad šarminių metalų aukštesnieji (D -, F - ir t. t.) termai daugiau panašūs į vandenilio atomo termus; žemesnieji S - ir P - termai žymiai labiau skiriasi nuo pastarųjų.

Imkime S-termą. Jei išoriniame sluoksnyje yra s -sis elektronas, tada $l=0$ ir $s=\frac{1}{2}$; taigi $j=\frac{1}{2}$. Šiuo atveju S-termai yra vienalypiai (singuletiniai). P-termo $l=1$ ir $s=\frac{1}{2}$. Dabar vidinis kvantinis skaičius turi dvi reikšmes:

$$j_1 = l + s = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$$

ir

$$j_2 = l - s = 1 - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}.$$

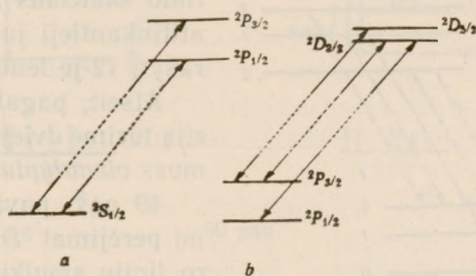
D-termo $l=2$, taigi

$$j_1 = l + s = 2 + \frac{1}{2} = \frac{5}{2}$$

ir

$$j_2 = l - s = 2 - \frac{1}{2} = \frac{3}{2}.$$

Vadinasi, visi šarminių metalų termai, išskyrus tik S-termą, yra dvilypiai (dubletiniai). Iš esmės dvilypis turėtų būti ir S-termas, bet kadangi orbitinis mechaninis momentas $l=0$, tai šiuo atveju ir atomo magnetinis momentas taip pat lygus nuliui



48 pav.

(§ 36), todėl sukinio momentas lieka neorientuotas, ir S-termas yra vienalypis. Tačiau jis žymimas kaip dvilypis, nes priklauso dvilyppei termų sistemai.

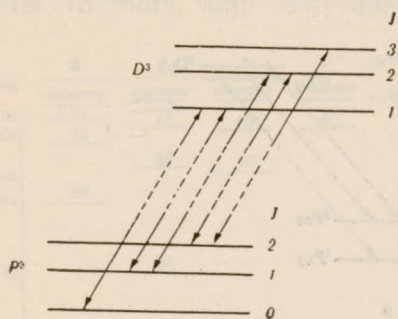
Taigi, elektronui turint pastovios reikšmės $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ sukinio mechaninį momentą, šarminių metalų spektriniai termai pasidaro dvilypiai. Tai nustatyta tyrimais. 48 pav., a, pavaizduota

perėjimo $^2P \rightarrow ^2S$, o 48 pav., b,— perėjimo $^2D \rightarrow ^2P$ schema. Pirmuoju atveju išspinduliuojama D -linija ($\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$ ir $\lambda_2 = 5896 \text{ \AA}$). Antruoju atveju pagal atrankos taisyklės galimi 3 perėjimai:

$$^2D_{3/2} \rightarrow ^2P_{3/2}; \quad ^2D_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2} \quad \text{ir} \quad ^2D_{5/2} \rightarrow ^2P_{3/2}.$$

Tačiau išmatuotos yra tik 2 linijos. Spektro linijų intensyvumo dėsnis tvirtina, kad, kai, elektronui pereinant, l ir j kinta ta pačia linkme (pvz., $^2D_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$; $^2D_{5/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$), išspinduliuojamosios spektro linijos yra žymiai intensyvesnės už spektro linijas, kurios spinduliuojamos, kai, elektronui pereinant, j nepasikeičia, taigi l ir s kinta priešinga linkme (pvz., $^2D_{3/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$). Pastarąsias spektro linijas vadiname *satelitais*. Todėl vienvalentinių atomų spektro linijas laikome dvilypėmis.

Spektrografiniais tyrimais nustatyta, kad žemės šarminių metalų (Be, Mg, Ca, Sr ir kt.) spektriniai termai sudaro dvi — vienalypių ir trilypių termų sistemas. Šių elementų spektrinių termų dvejetainę smulkiają struktūrą galime išaiškinti, suteikdami optiniams elektronams sukinį. Elementų išoriniame elektroniniame sluoksnyje yra du valentiniai (optiniai) elektronai. Visi kiti elektronai užpildo vidinius sluoksnius, sudarydami uždaruosius sluoksnius. Vidinio kvantinio skaičiaus J reikšmės ir atitinkantieji juos termai su-



49 pav.

rašyti 12-jė lentelėje.

Atseit, pagal sukinio teoriją turime dviejų sistemų terminus: *vienalypius* ir *trilypius*.

49 pav. pavaizduoti galimi perėjimai $^3D \rightarrow ^3P$ ir spektro linijų smulkioji struktūra. Ji trilypė, nors yra 2 satelitai.

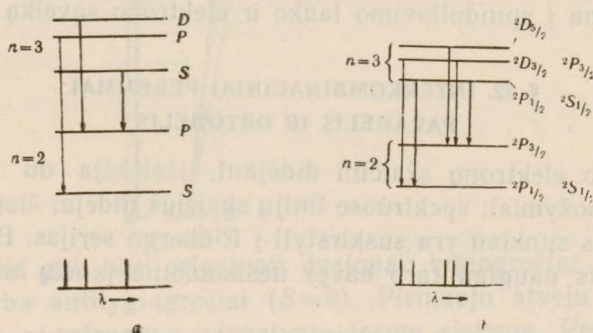
§ 31. VANDENILIO ATOMO TERMŲ SMULKIOJI STRUKTŪRA

Didelės skiriamosios galios spektrografais buvo susektas nežymus vandenilio (Balmerio) spektro linijų skilimas. Boro ir Zomerfeldo teorija aiškino, kad tai yra reliatyvus efektas (§ 23). Klasikinės (Niutono) mechanikos dėsniais nusakant elektrono judėjimą elipse, to paties pagrindinio kvantinio skaičiaus ter-

Žemės šarminių metalų spektrinių termų smulkioji struktūra

Termas	L	J	Termo žymėjimas	Multipletumas	
S	0	0	$S=0$	1S_0	1S
P	1	1		1P_1	1P
D	2	2		1D_2	1D
F	3	3		1F_3	1F
S	0	1	$S=1$	3S_1	3S
P	1	0 1 2		3P_0 3P_1 3P_2	3P
D	2	1 2 3		3D_1 3D_2 3D_3	3D
F	3	2 3 4		3F_2 3F_3 3F_4	3F

mai S , P , D , ... sutampa, taigi terminas yra vienalypis; tačiau, taikydami reliatyvinę mechaniką, termą gauname suskilusį. 50 pav., a , pavaizduota vandenilio termų $n=2$ ir $n=3$ ir išspinduliuotos Balmerio spektro linijos H_α smulkioji struktūra; linijos



50 pav.

komponentus surandame pagal atrankos taisyklę $\Delta l = \pm 1$. Atseit, pagal Boro ir Zomerfeldo teoriją spektro linija H_α turėtų būti trilypė.

Elektronų sukinio teorija nurodo, kad visų vienelektroninių atomų spektriniai termai yra dvilypiai. Šiuo atveju termų komponentų skirtumas priklauso nuo elektrono orbitinio ir sukinio momentų sąveikos. Apskaičiavus vandenilio atomo termų skilimą, pasirodė, kad vienodo vidinio kvantinio skaičiaus j termai

sutampa, nors jų šalutiniai kvantiniai skaičiai ir skiriasi; atseit, termai $2P_{1/2}$ ir $2S_{1/2}$ arba termai $2D_{3/2}$ ir $2S_{1/2}$ turi vienodą energiją. Taigi, nors termai ir suskyla į du terminus, bet struktūros komponentų skaičius pasilieka lygus pagrindiniam kvantiniam skaičiui n , kaip ir Boro ir Zomerfeldo teorijoje. 50 pav., *b*, pavaizduota tų pačių termų $n=2$ ir $n=3$ ir išspinduliuotos spektro linijos H_α smulkioji struktūra; komponentus surandame, taikydami ne tik atrankos taisyklę $\Delta l = \pm 1$, bet ir $\Delta j = 0, \pm 1$. Spektro linija H_α yra penkialypė.

Spektroskopiniais vandenilio H_α bei He^+ ($\lambda = 4686 \text{ \AA}$) spektro linijų tyrimais susekta, kad jų smulkioji struktūra atitinka elektronų sukinio teorijos išvadas. Šiuo buvo aiškiai patvirtinta elektronų sukinio įtaka spektro linijų struktūrai.

Vėliau, taikant radiospektroskopijos metodus, buvo nustatyta, kad termai $2^2S_{1/2}$ ir $2^2P_{1/2}$ šiek tiek ($0,03 \text{ cm}^{-1}$) skiriasi. Nuodugniau ištyrus šio skirtumo priežastį, buvo surasta, kad elektrono magnetinis momentas kiek skiriasi nuo Boro magnetono (§ 36). Šį reiškinį išaiškino tik kvantinė mechanika, atsižvelgdama į spinduliavimo lauko ir elektrono sąveiką.

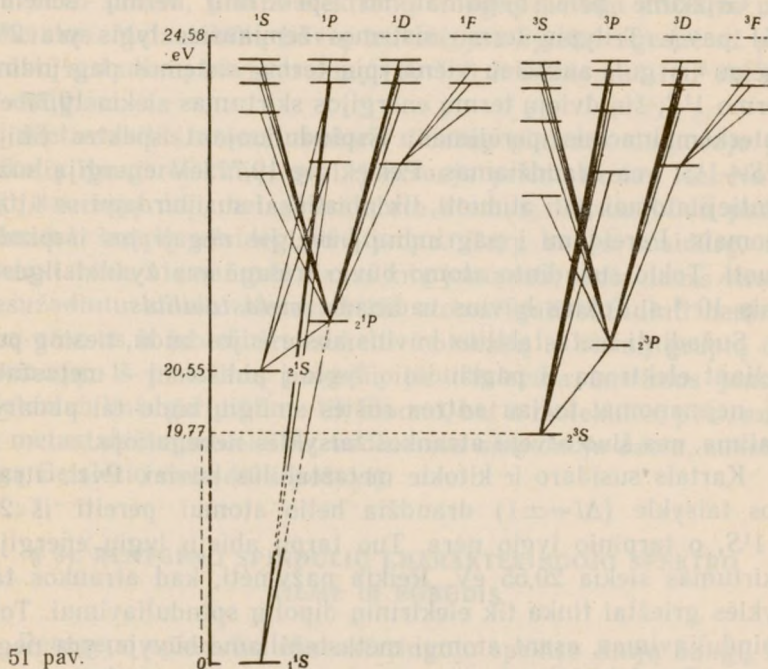
§ 32. INTERKOMBINACINIAI PERĖJIMAI. PARAHELIS IR ORTOHELIS

Atomo elektronų skaičiui didėjant, išaiškėja du atominių spektrų požymiai: spektruose linijų skaičius didėja; šias spektro linijas vis sunkiau yra suskirstyti į Ridbergo serijas. Be to, susidaro vis daugiau tarp savęs nesikombinuojančių termų sistemų.

Helio atomas turi du elektronus. Jo spektrą sudaro dvi termų sistemos: vienalypių ir trilypių (51 pav.). Trilypių termų sistemoje nėra pagrindinio termino $1S$. Abi sistemos viena nuo kitos nepriklauso. Spektruose nepastebėta spektro linijų, kurios būtų išspinduliuotos, pereinant elektronui iš vienalypių termų į trilypius. Tokias spektro linijas vadiname *interkombinacinėmis*. Iš pradžių buvo manyta, kad šios dvi spektrinių termų sistemos priklauso dviejų skirtingų ypatybių atmainų heliui; *paraheliui* ir *ortoheliui*. Ištyrus spektrinių termų struktūrą, išaiškėjo, kad parahelio spektriniai termai yra vienalypia, o ortohelio (išskyrus S -termą) — trilypiai. Vėliau buvo surasta, kad

visi helio atomai yra vienodi ir kad interkombinaciniuose perėjimuose pakinta atomo sukinio mechaninio momento kryptis.

Jau kalbėjome (§ 28), kad orbitinio (L) ir sukinio (S) mechaninių momentų ryšys (LS) iškelia aikštėn termų multipletumą. Turint 2 elektronų sistemą, elektronų sukinio mechaniniai



51 pav.

momentai gali būti orientuoti dvejopai: lygiagrečiai (tada $S = 1$) arba antilygiagrečiai ($S = 0$). Pirmuoju atveju gauname trilypį, o antruoju — vienalypių termų sistemą. Pereinant iš vienos termų sistemos į kitą, elektrono sukinio kvantinis skaičius turėtų virsti iš $-1/2$ į $+1/2$, t. y. turėtų pasikeisti elektrono sukimosi kryptis, arba, kaip sakome, turėtų apsigręžti elektrono sukiny. Kartu su tuo pakitėtų ir kitos elektrono savybės, pvz., jo kvantiniai skaičiai.

Interkombinacinių perėjimų nebūna, nes lengvuose atomuose elektrono sukinio momentas apsigręžti negali, o sunkesniuose — taip pat labai maža tikimybė.

Todėl lengvieji atomai interkombinacinių spektro linijų visai nespinduliuoja, o sunkieji spinduliuoja tik labai silpnas.

Kadangi interkombinaciniai perėjimai yra uždrausti arba mažai tikimi, tam tikromis sąlygomis susidaro ypatingi vadinamieji *metastabilūs atomų būviai*, turintieji didelę reikšmę atominei fizikai.

Grįžkime prie helio atomo spektrinių termų schemos (51 pav.). Trilypių termų sistemos žemiausias lygis yra 2^3S ; tačiau jis guli aukščiau vienalypių termų sistemos pagrindinio termo 1^1S ; šių dviejų termų energijos skirtumas siekia 19,77 eV. Interkombinacinis perėjimas, išspinduliuojant spektro linijas $2^3S \rightarrow 1^1S$, yra draudžiamas. Perteklinę 19,77 eV energiją sužadintieji atomai gali atiduoti, tik plastiškai susidurdami su kitais atomais. Pereidami į pagrindinį būvį, jie negali jos išspinduliuoti. Tokio sužadinto atomo būvio trukmė yra žymiai ilgesnė kaip 10^{-8} s. Tokius būvius vadiname *metastabiliais*.

Sužadinti metastabilius būvius absorbcijos būdu, tiesiog perkeltiant elektroną iš pagrindinio lygio į aukštesnį — metastabilų, neįmanoma; tačiau antros rūšies smūgių būdu tai padaryti galima, nes šiuo atveju atrankos taisyklės nebegalioja.

Kartais susidaro ir kitokie metastabilūs būviai. Pvz., atrankos taisyklė ($\Delta l = \pm 1$) draudžia helio atomui pereiti iš 2^1S į 1^1S , o tarpinio lygio nėra. Tuo tarpu abiejų lygių energijos skirtumas siekia 20,55 eV. Reikia pažymėti, kad atrankos taisyklės griežtai tinka tik elektrinių dipolių spinduliavimui. Toks spinduliavimas, esant atomui metastabiliame būvyje, yra negalimas. Be elektrinių dipolių spinduliavimo, turime dar magnetinių dipolių bei elektrinių kvadrupolių spinduliavimą. Toks, nors ir labai silpnas, spinduliavimas galimas ir tada, kai atomas yra metastabiliame būvyje. Be to, išoriniai trikdymai, pvz., gretimų jonų bei elektronų elektriniai laukai silpnina atrankos taisyklių griežtumą. Tokie vidiniai trikdymai yra žymesni sunkiuose, turinčiuose daug elektronų atomuose. Pvz., Hg atome stiprus atomo kamieno elektronų elektrinis laukas tiek stipriai veikia išorinius du atomo elektronus, kad jau gali tarp savęs kombinuoti vienalypia ir trilypia termu. Dažnai minima Hg rezonansinė linija $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ yra interkombinacinė linija, išspinduliuojama, pereinant elektronui iš lygio 2^3P į lygį 1^1S .

Apskritai, metastabiliais atomo arba molekulės būviais vadiname tokius sužadintus jų būvius, iš kurių jie nei tiesioginiu,

nei aplinkinių spinduliavimo būdu negali pereiti į pagrindinį būvį. Metastabilių būvių atomai dažnai vadinami *metastabiliais*. Jie turi didelę energiją, kurią antros rūšies smūgių būdu gali perduoti nesužadintiems atomams. Metastabilūs atomai pirmiausia buvo surasti, tiriant elektronų smūgių metodu kritinius potencialus. Metastabilių būvių trukmė yra žymiai ilgesnė už paprastų sužadintų būvių trukmę (10^{-8} s) ir siekia nuo 10^{-2} iki 1 s ir daugiau.

Metastabilūs atomai sudaro didesnę plazmos dalį. Joje jie sukelia daug reiškinių, pvz., jonizuoja priemaišinius He, Ne ir kitų tauriųjų dujų bei gyvsidabrio atomus; šitokiu būdu pažeminama lempų užsidegimo įtampa. Tarp savęs susidūrę, du metastabilūs atomai gali vienas kitą jonizuoti; tada vienas virsta nesužadintu atomu. Metastabilūs atomai gali sužadinti neutralius atomus ir molekules, sukelti molekulių ir atomų grupių disociaciją; iš metalinių paviršių jie išlaisvina antrinius jonus. Metastabiliais gali būti ne tik atomai, bet ir molekulės; pvz., azoto metastabilios molekulės, vadinamos *aktyviuoju azotu*, sukelia ilgą Geislerio vamzdelio pošvytį.

§ 34. RENTGENO SPINDULIŲ CHARAKTERINGOJO SPEKTRO KILMĖ IR POBŪDIS

Rentgeno spindulių charakteringojo spektro linijų bangų ilgis yra trumpas (angstremo eilės), taigi šių spindulių fotonai turi palyginti didelę energiją. Tai rodo, kad juos spinduliuoja elektronai, pereidami į gilesnius, artimesnius atomo branduoliui sluoksnius. Bet, esant atomui normaliaame būvyje, šie sluoksniai yra užpildyti elektronų, ir laisvų vietų juose nėra. Taigi, žadinant charakteringąjį spinduliavimą, reikia tuose sluoksniuose sudaryti tuščias nuo elektronų vietas, į kurias galėtų pereiti elektronai iš sluoksnių, esančių toliau nuo atomo branduolio.

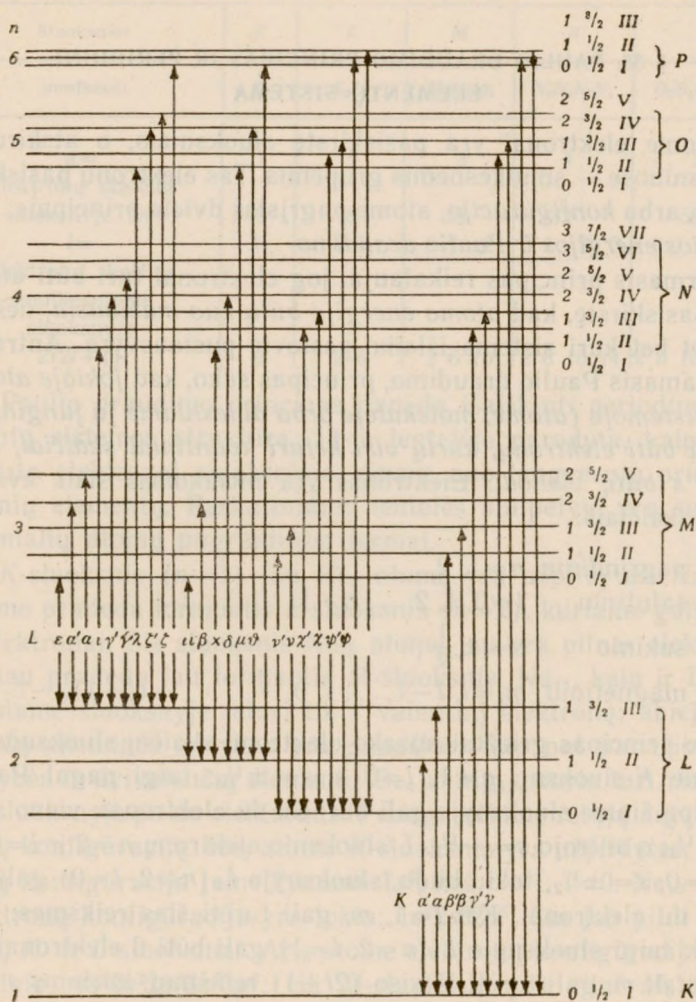
Charakteringojo rentgeno spektro spinduliavimą vaizduojamės taip. Daužydami antikatodą katodinėmis dalelėmis (elektronais), kai pastarosios turi pakankamai didelę energiją, iš gilesnių, arčiau branduolio esančių atomo sluoksnių, arba žemesnių energijos lygių, išmušami elektronai, kurie perkeliama į toliau nuo branduolio esančius ne visai užpildytus elektronų sluoksnius, arba aukštesnius energijos lygius, arba visai pašalinami

iš atomo branduolio veikimo sferos. Pirmuoju atveju atomai esti sužadinami, o antruoju — jonizuojami. Tada iš aukštesnių energijos lygių elektronai pereina į atsiradusias žemesniuose lygiuose laisvas vietas, ir atomas išspinduliuoja charakteringą antikatodo medžiagai spektrą.

Charakteringojo spektro linijos yra dvilypės (dubletai); pvz., K_{α} -spektro liniją sudaro K_{α_1} ir K_{α_2} , K_{β_1} — K_{β_2} ir K_{β_3} , ir t. t. Tačiau dvilypes spektro linijas spinduliuoja vienelektronės sistemos. Bet šiuo atveju turime sunkesnius atomus, vadinasi, daugelio elektronų sistemą. Charakteringojo rentgeno spektro linijų dvilypumas aiškinamas taip. Apskritai, atomas yra normaliame būvyje. Sužadindami arba jonizuodami atomą, sudarome žemesniuose energijos lygiuose tuščią vietą — „skylę“. Toks atomo būvis labai primena vienelektronę sistemą. Tik šiuo atveju tuščioje vietoje turime ne neigiamą elektros krūvį, bet jo neprieklių, taigi lyg ir teigiamą, nes būvis, kai trūksta elektrono — neigiamo elektros krūvio, savo poveikiu tolygus būviui, kai yra teigiamo būvio perteklius (tik, žinoma, poveikis yra priešingo pobūdžio). Taigi tokia sistema turi vienelektronės sistemos ypatybes. Taip aiškinant, lengva suprasti, kodėl charakteringojo spektro linijos yra dvilypės.

52 pav. pavaizduota energijos lygių arba spektrinių termų schema. Sužadinus bei jonizavus atomus, išspinduliuojamos charakteringojo rentgeno spinduliavimo K -, L -, M - ir kt. serijos. Kairėje lygių schemos pusėje sužymėtos pagrindinių (n), dešinėje — šalutinių (l) ir vidinių (j) kvantinių skaičių reikšmės; be to, pažymėti ir patys lygiai: KI , LI , LII ir t. t.

Rentgeno spinduliavimo perėjimus taipgi nusako atrankos taisyklės $\Delta l = \pm 1$ ir $\Delta j = 0, \pm 1$. To paties pagrindinio (n), bet skirtingo šalutinio (l) ir vidinio (j) kvantinių skaičių termų skilimo dydį nusako Zomerfeldo smulkiosios struktūros formulė (§ 23). Bet rentgeno spektrams reliatyvinė pataisa yra žymiai didesnė, negu Balmerio linijoms. Taigi rentgeno spektriniai termai suskyla žymiau. Toks žymus jų skilimas paaiškinamas tuo, kad daugelio elektronų sistemos vidiniai elektronai skrieja stipriame teigiamo branduolio elektroniniame lauke, kurį silpnai kompensuoja elektronų neigiami krūviai. Jų greitis mažai tesiskiria nuo šviesos greičio.



Be šių, vienelektronės sistemos reliatyvumo teorijos aprašomų, rentgeno spektro linijų, lengvųjų atomų rentgeno spektruose buvo pastebėtos labai silpnos linijos — *satelitai*; jų kilmė dar nėra visai aiški.

§ 35. PAULIO DRAUDIMO PRINCIPAS IR PERIODINĖ ELEMENTŲ SISTEMA

Atome elektronai yra pasiskirstę sluoksniais, o atskiruose sluoksniuose — smulkesnėmis grupėmis. Tas elektronų pasiskirstymas, arba *konfigūracija*, atome pagrįstas dviem principais: *mažiausios energijos ir Paulio draudimo*.

Pirmasis principas reikalauja, jog elektronai turi būti atome taip pasiskirstę, kad *atomo energija būtų kuo mažiausia*, nes tik tuomet bet kuri sistema išlaiko pastovią pusiausvyrą. Antrasis, vadinamasis Paulio draudimo, principas sako, kad *jokioje atominėje sistemoje (atome, molekulėje arba didesniame jų junginyje) negali būti elektronų, kurių visi keturi kvantiniai skaičiai, n , l , m_l ir s būtų vienodi*. Elektronas yra nusakomas šiais kvantiniais skaičiais:

pagrindiniu $n=1, 2, \dots$,

šalutiniu $l=0, 1, 2, \dots n-1$,

sukinio $s=\pm \frac{1}{2}$,

magnetiniu $m_l=l, l-1, \dots 1, 0, -1, \dots -(l-1), -l$.

Paulio principas griežtai nusako elektronų skaičių sluoksniuose. Imkime K -sluoksnį: $n=1$, $l=0$ ir $s=\pm 1/2$; taigi pagal Paulio principą šiame sluoksnyje gali būti tik du elektronai; vieno iš jų $s=+1/2$, o antrojo $s=-1/2$. L -sluoksnio elektronų $n=2$ ir $l=0, 1$; kai $l=0$, $s=\pm 1/2$; tokiu būdu, sluoksnyje $L_0(n=2, l=0)$ gali būti tik du elektronai. Kai $l=1$, m_l gali turėti šias reikšmes: $+1, 0, -1$; taigi sluoksnyje $L_1(n=2, l=1)$ gali būti 6 elektronai. Ir, apskritai, m_l gali turėti iš viso $(2l+1)$ reikšmių, kurioms s gali būti lygus $+1/2$ arba $-1/2$. Taigi kiekviename smulkesniame sluoksnyje gali būti iš viso $2(2l+1)$ elektronų, o visame sluoksnyje

$$\sum_{l=0}^{l=n-1} 2(2l+1) = 2n^2. \quad (32,1)$$

Elektronų skaičius atskiruose sluoksniuose yra nurodytas 13-je lentelėje.

13 lentelė

Elektronų skaičiai atskiruose sluoksniuose

Sluoksniai	K	L	M	N	O
smulkesni	K_0	L_0L_1	$M_0M_1M_2$	$N_0N_1N_2N_3$	$O_0O_1O_2O_3O_4$
$n=$	1	2	3	4	5
Elektronų skaičius sluoksnyje $2n^2$	2	8	18	32	50
$l=$	0	0 1	0 1 2	0 1 2 3	0 1 2 3 4
Elektronų skaičius smulkesniame sluoksnyje $2(2l+1)$	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14 18

Paulio draudimo principas padeda išaiškinti periodinės elementų sistemos struktūrą. 14-je lentelėje parodyta, kaip pasiskirsto elektronai sluoksniais, einant nuo lengvesnių prie sunkesnių elementų. Paskutiniame lentelės stulpelyje yra surašyti normalių atomų pagrindiniai termai.

K -sluoksnis ($n=1$) jau He_2 atome yra užpildytas. Nuo Li_3 atomo pradeda formotis L -sluoksnis ($n=2$), kuriame gali tilpti 8 elektronai. Šis sluoksnis Ne_{10} atome jau yra pilnas elektronų. Toliau pradeda jau formotis M -sluoksnis. Na_{11} , kaip ir Li_3 , išoriniame sluoksnyje teturi tik 1 valentinį elektroną; abiejų elementų cheminės savybės yra panašios; taip pat panašios šios savybės ir divalenčių elementų Be_4 ir Mg_{12} , kurie turi išoriniame sluoksnyje po du elektronus. Panagrinėkime retųjų dujų elektronų konfigūraciją. He_2 atome K -sluoksnis yra užpildytas; elektronų konfigūracija jame žymima $1s^2$, nes $n=1$, $l=0$. Ne_{10} atome elektronų konfigūracija yra tokia: $1s^22s^22p^6$. Čia jau pilni elektronų K - ir L -sluoksniai. Ar_{18} atome elektronų konfigūracija atrodo taip: $1s^22s^22p^63s^23p^6$; čia M -sluoksnio yra pilni M_0 ir M_1 . Apskritai, retosioms dujoms būdinga s^2p^6 konfigūracija, kuri yra ypatingai stabili ir chemiškai inertiška. Tokių atomų ir jonizacijos potencialas yra žymiai didesnis. Antai, H_1 jonizacijos potencialas yra 13,54, He_2 — 24,48, o Li_3 tik 5,37 volto; arba F_9 jonizacijos potencialas yra 18,6, Ne_{10} — 21,5, o Na_{11} — tik 5,12 volto.

Elektronų konfiguracija

Atom. numeris	$n=$ $l=$	K 1 0 s	L 2 0 1 $s p$	M 3 0 1 2 $s p d$	N 4 0 1 2 3 $s p d f$	O 5 0 1 2 3 $s p d f$	P 6 0 1 2 $s p d$	Q 7 0 s	Pagrindinis terminas
1	H	$1s^1$							$2S_{1/2}$
2	He	$1s^2$							$1S_0$
3	Li	$1s^2$	$2s^1$						$2S_{1/2}$
4	Be	$1s^2$	$2s^2$						$1S_0$
5	B	$1s^2$	$2s^2 2p^1$						$2P_{1/2}$
6	C	$1s^2$	$2s^2 2p^2$						$3P_0$
7	N	$1s^2$	$2s^2 2p^3$						$4S_{3/2}$
8	O	$1s^2$	$2s^2 2p^4$						$3P_2$
9	F	$1s^2$	$2s^2 2p^5$						$2P_{3/2}$
10	Ne	$1s^2$	$2s^2 2p^6$						$1S_0$
11	Na	$1s^2$	$2s^2 2p^6$	$3s^1$					$2S_{1/2}$
12	Mg	"	" "	$3s^2$					$1S_0$
13	Al	"	" "	$3s^2 3p^1$					$2P_{1/2}$
14	Si	"	" "	$3s^2 3p^2$					$3P_0$
15	P	"	" "	$3s^2 3p^3$					$4S_{3/2}$
16	S	"	" "	$3s^2 3p^4$					$3P_2$
17	Cl	"	" "	$3s^2 3p^5$					$2P_{3/2}$
18	Ar	"	" "	$3s^2 3p^6$					$1S_0$

19	K	$1s^2$	$2s^2 2p^6$	$3s^2 3p^6$	$4s^1$			$2S_{1/2}$
20	Ca	"	" "	$3s^2 3p^6$	$4s^2$			$1S_0$
21	Sc	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^1$	$4s^2$			$2D_{3/2}$
22	Ti	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^2$	$4s^2$			$3F_2$
23	V	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^3$	$4s^2$			$4F_{3/2}$
24	Cr	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^5$	$4s^1$			$7S_3$
25	Mn	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^5$	$4s^2$			$6S_{5/2}$
26	Fe	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^6$	$4s^2$			$5D_4$
27	Co	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^7$	$4s^2$			$4F_{9/2}$
28	Ni	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^8$	$4s^2$			$3F_4$
29	Cu	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^{10}$	$4s^1$			$2S_{1/2}$
30	Zn	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^{10}$	$4s^2$			$1S_0$
31	Ga	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^{10}$	$4s^2 4p^1$			$2P_{1/2}$
32	Ge	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^{10}$	$4s^2 4p^2$			$3P_0$
33	As	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^{10}$	$4s^2 4p^3$			$4S_{3/2}$
34	Se	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^{10}$	$4s^2 4p^4$			$3P_2$
35	Br	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^{10}$	$4s^2 4p^5$			$2P_{3/2}$
36	Kr	"	" "	$3s^2 3p^6 3d^{10}$	$4s^2 4p^6$			$1S_0$
37	Rb	$1s^2$	$2s^2 2p^6$	$3s^2 3p^6 3d^{10}$	$4s^2 4p^6$	$5s^1$		$2S_{1/2}$
38	Sr	"	" "	" " "	$4s^2 4p^6$	$5s^2$		$1S_0$
39	Y	"	" "	" " "	$4s^2 4p^6 4d^1$	$5s^2$		$2D_{3/2}$
40	Zr	"	" "	" " "	$4s^2 4p^6 4d^2$	$5s^2$		$3F_2$
41	Nb	"	" "	" " "	$4s^2 4p^6 4d^4$	$5s^1$		$6D_{1/2}$
42	Mo	"	" "	" " "	$4s^2 4p^6 4d^5$	$5s^1$		$7S_3$
43	Tc	"	" "	" " "	$4s^2 4p^6 4d^5$	$5s^2$		$6S_{5/2}$

Atom. numeris	$n =$ $l =$	K 1 0 s	L 2 $0\ 1$ $s\ p$	M 3 $0\ 1\ 2$ $s\ p\ d$	N 4 $0\ 1\ 2\ 3$ $s\ p\ d\ f$	O 5 $0\ 1\ 2\ 3$ $s\ p\ d\ f$	P 6 $0\ 1\ 2$ $s\ p\ d$	Q 7 0 s	Pagrindinis terminas
44	Ru	$1s^2$	$2s^2\ 2p^6$	$3s^2\ 3p^6\ 3d^{10}$	$4s^2\ 4p^6\ 4d^7$				$5F_5$
45	Rh	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^8$	$5s^1$			$4F_{9/2}$
46	Pd	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}$	$5s^1$			$1S_0$
47	Ag	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}$	$5s^1$			$2S_{1/2}$
48	Cd	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}$	$5s^2$			$1S_0$
49	In	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}$	$5s^2\ 5p^1$			$2P_{1/2}$
50	Sn	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}$	$5s^2\ 5p^2$			$3P_0$
51	Sb	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}$	$5s^2\ 5p^3$			$4S_{3/2}$
52	Te	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}$	$5s^2\ 5p^4$			$3P_2$
53	J	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}$	$5s^2\ 5p^5$			$2P_{3/2}$
54	Xe	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}$	$5s^2\ 5p^6$			$1S_0$
55	Cs	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}$	$5s^2\ 5p^6$	$6s^1$		$2S_{1/2}$
56	Ba	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}$	$5s^2\ 5p^6$	$6s^2$		$1S_0$
57	La	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}$	$5s^2\ 5p^6\ 5d^1$	$6s^2$		$2D_{3/2}$
58	Ce	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^1$	$5s^2\ 5p^6\ 5d^1$	$6s^2$		$3H_4$
iki	iki	"	" "	" "	iki				
71	Cp	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^{14}$	$5s^2\ 5p^6\ 5d^1$	$6s^2$		$2D_{3/2}$
72	Hf	"	" "	" "	$4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^{14}$	$5s^2\ 5p^6\ 5d^2$	$6s^2$		$3F_2$

73	Ta	1s ²	2s ² 2p ⁶	3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰	4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴	5s ² 5p ⁶ 5d ³	6s ²	(⁴ F _{3/2})	
74	W	"	" "	" "	" "	5s ² 5p ⁶ 5d ⁴	6s ²	⁵ D ₀	
75	Re	"	" "	" "	" "	5s ² 5p ⁶ 5d ⁵	6s ²	(⁶ S _{5/2})	
76	Os	"	" "	" "	" "	5s ² 5p ⁶ 5d ⁶	6s ²	(⁵ D ₄)	
77	Ir	"	" "	" "	" "	5s ² 5p ⁶ 5d ⁷	6s ²	(⁴ F _{9/2})	
78	Pt	"	" "	" "	" "	5s ² 5p ⁶ 5d ⁸	6s ²	³ D ₃	
79	Au	"	" "	" "	" "	5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰	6s ¹	² S _{1/2}	
80	Hg	"	" "	" "	" "	5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰	6s ²	¹ S ₀	
81	Tl	"	" "	" "	" "	5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰	6s ² 6p ¹	² P _{1/2}	
82	Pb	"	" "	" "	" "	5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰	6s ² 6p ²	³ P ₀	
83	Bi	"	" "	" "	" "	5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰	6s ² 6p ³	⁴ S _{3/2}	
84	Po	"	" "	" "	" "	5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰	6s ² 6p ⁴	³ P ₂	
85	At	"	" "	" "	" "	5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰	6s ² 6p ⁵	² P _{3/2}	
86	Rn	"	" "	" "	" "	5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰	6s ² 6p ⁶	¹ S ₀	
87	Fr	1s ²	2s ² 2p ⁶	3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰	4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴	5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰	6s ² 6p ⁶	7s ¹	² S _{1/2}
88	Ra	"	" "	" "	" "	" "	6s ² 6p ⁶	7s ²	(¹ S ₀)
89	Ac	"	" "	" "	" "	" "	6s ² 6p ⁶ 6d ¹	7s ²	(² D _{3/2})
90	Th	"	" "	" "	" "	" " " 5f ¹	6s ² 6p ⁶ 6d ¹	7s ²	(³ F ₂)
91	Pa	"	" "	" "	" "	" " " 5f ²	6s ² 6p ⁶ 6d ¹	7s ²	(⁴ F _{3/2})
92	U	"	" "	" "	" "	" " " 5f ³	6s ² 6p ⁶ 6d ¹	7s ²	(⁵ D ₀)

Rentgeno spindulių spektrai rodo, kad nuo K_{19} pradeda formotis N -sluoksniu ($n=4$) N_0 , nors M -sluoksniu dar nėra visai užpildytas. K_{19} atomo išorinių elektronų konfigūracija yra $3s^2 3p^6 4s^1$. Taip pat ir Rb_{37} atome, dar neužpildžius N -sluoksniu, ima formotis O -sluoksniu ($n=5$) O_0 , o Cs_{56} atome — P -sluoksniu ($n=6$) P_0 , nors dar N -sluoksniu N_3 yra visai tuščias. Pagaliau Ce_{58} atome N -sluoksniu papildomas toliau, o Cp_{71} atome jis jau yra visai pilnas. Ši elementų grupė sudaro vadinamąją *lantanidų* arba *retųjų žemių*, grupę; jie labai mažai tesiskiria savo cheminėmis savybėmis, nes turi tokį pat valentinių elektronų skaičių.

Minėjome, kad dešinėje pusėje yra sužymėti teoriškai apskaičiuoti pagrindiniai termai. Iš anksčiau duotų dėsnių bei taisyklių galima apskaičiuoti atstojamąjį mechaninį momentą. Imkime vandenilį; jo elektronų konfigūracija yra $1s$, taigi $n=1$, $l=0$, $s=1/2$; daugialypumas $M=2$ ir $J=1/2$; pagrindinis terminas $^2S_{1/2}$. Helis turi du elektronus, kurių $n=1$; $l=0$, taigi $L=0$; $S=0$ (nes $S=1$ draudžia Paulio principas) ir $J=0$; pagrindinis terminas 1S_0 . Ličio pagrindinį termą nusako $2s$ elektronas, nes $1s^2$ elektronų atstojamasis $J=0$; pagrindinis terminas yra $^2S_{1/2}$; berilio, kaip ir helio, pagrindinis terminas yra 1S_0 . 15-je lentelėje duota kai kurių lengvųjų elementų S , L , J reikšmės ir jų pagrindiniai spektriniai termai.

15 lentelė

Kai kurių lengvųjų elementų pagrindiniai termai

Elementas	S	L	J	Pagrindinis terminas
Be	0	0	0	1S_0
B	$1/2$	1	$1/2$	$^2P_{1/2}$
C	1	1	0	3P_0
N	$3/2$	0	$3/2$	$^4S_{3/2}$
O	1	1	2	3P_2
F	$1/2$	1	$3/2$	$^2P_{3/2}$
Ne	0	0	0	1S_0

Uždaviniai

1. Pasinaudojant vektoriniu atomo modeliu, reikia surasti dvielektronės sistemos orbitinio momento L reikšmes, kai elektronų $l_1=3$ ir $l_2=2$. [Ats. $L=5; 4; 3; 2; 1$]

2. Pasinaudojant vektoriniu atomo modeliu, reikia surasti galimas elektroninės sistemos viso mechaninio judėjimo kiekio momento J reikšmes, kai $L=3$ ir $S=\frac{5}{2}$. [Ats. $J=\frac{11}{2}, \frac{9}{2}, \frac{7}{2}, \frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{1}{2}$]

3. Gyvsidabrio garuose pastebėti du, 4,86 ir 6,67 V, rezonansiniai potencialai. Gyvsidabrio jonizacijos potencialas lygus 10,38 V. Reikia apskaičiuoti:

a) gyvsidabrio rezonansinio spinduliavimo bangos ilgį;

b) gyvsidabrio žemiausio energijos lygio bangų skaičių. [Ats. a) 2537 Å ir 1850 Å; b) 83780 cm⁻¹]

4. Gautas spektrogramoje spektro linijos buvo išmatuotos (Å) ir atitinkamai suskirstytos į tris serijas:

vyriausiąją,	griežtąją ir	difuzinę
6707,85	8126,5	6103,5
3232,6	4971,9	4603,0
2741,3	4273,3	4132,3
2562,5	3985,8	3915,0
2475,3	3838	3794,7

Iš šių duomenų buvo surastos serijų ribos (cm⁻¹). Vyriausios serijos riba yra lygi 43486 cm⁻¹, griežtosios ir difuzinės — 28582 cm⁻¹. Reikia:

a) išreikšti bangų ilgius bangų skaičiais;

b) panaudojant bangų skaičių skalę, nubrėžti energijos lygių schemą; joje sužymėti potencialų skalę;

c) surasti šio elemento jonizacijos potencialą; [Ats. 5,4 eV]

d) surasti, kokiam elementui priklauso šios spektro linijų serijos; [Ats. ličio elementui Li]

e) apskaičiuoti to elemento pirmąjį rezonansinį potencialą; [Ats. 1,96 eV]

f) surasti energijos lygių pagrindinius kvantinius skaičius.

5. Reikia parašyti azoto ir silicio elektronų konfigūraciją ir apskaičiuoti jų pagrindinį termą. [Ats. N: 1s²2s²2p³; ⁴S_{3/2}; Si: 1s²2s²2p⁶3s²3p²; ³P₀]

VI SKYRIUS

ATOMŲ MAGNETINĖS YPATYBĖS

§ 36. ATOMŲ MAGNETINIS MOMENTAS. BORO MAGNETONAS

Paramagnetinių medžiagų atomai bei jonai turi nuolatinį magnetinį momentą (II d. § 77).

Pagal Boro teoriją, elektronas, skriedamas aplink branduolį, sukelia mechaninį ir magnetinį momentus. Mechaninis momentas p , kaip žinome, yra kartotinis $h/2\pi$:

$$p = m_e r^2 \omega = l \frac{h}{2\pi}; \quad (36,1)$$

čia m_e yra elektrono masė, ω — jo kampinis greitis, l — šalutinis kvantinis skaičius. Magnetinis momentas

$$\mu = \frac{1}{2} e r^2 \omega; \quad (36,2)$$

μ galime taip išreikšti:

$$\mu = p \frac{e}{2m_e} \quad (36,3)$$

arba

$$\mu = l \frac{eh}{4\pi m_e}. \quad (36,4)$$

Vadinasi, magnetinis atomo momentas yra dydžio $\frac{eh}{4 \cdot m_e}$ kartotinis; šis dydis yra magnetinio momento kvantinis vienetas; jį vadiname *Boro magnetonu* ir žymime μ_B . Magnetoną galime apskaičiuoti iš universalinių konstantų e , h ir m_e :

$$\mu_B = (2,7354 \pm 0,0001) \cdot 10^{-27} \text{ kg}^{\frac{1}{2}} \text{ m}^{\frac{5}{2}} \text{ s}^{-1}.$$

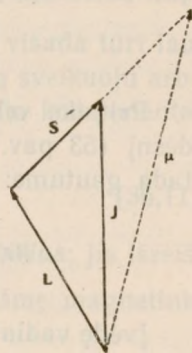
Kai $l=1$, tai $\mu=\mu_B$; taigi p -elektrono magnetinis momentas yra lygus Boro magnetonui.

Atomo elektronas, skriedamas aplink branduolį, sukasi ir aplink savo ašį. Šis elektrono sukiny sūkulia mechaninį ir magnetinį momentą. Mechaninis momentas $s = \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi} = (5,2721 \pm \pm 0,0002) \cdot 10^{-35} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$, o magnetinis $\mu(s)$ yra lygus ne pu-sei, bet visam Boro magnetonui. Tai vadinama *magnetinė-mechaninė anomalija*. Taigi $\mu(s) = 2s \frac{eh}{4\pi m_e} = \mu_B$.

Eksperimentiškai išmatavus elektrono magnetinį momentą, nustatyta, kad jis yra 0,1145% didesnis už Boro magnetoną.

Elektrono magnetinę-mechaninę anomaliją galime eksperimentiškai patikrinti. Kietųjų kūnų magnetizmo tyrimai parodė, kad, susidarant kietam kūnui iš atomų, elektronų judėjimas orbitomis tiek sutrikdomas, kad kietų kūnų atomų orbitinis magnetizmas beveik išnyksta. Lieka tik sukinio magnetizmas. Sistemai, sudėtai iš magnetingų atomų (pvz., metalo gabalui), turi galioti sukamojo impulso išsilaikymo dėsnis. Todėl, pakitus įmagnetinimui (elektronų mechaniniam sukamajam impulsui), turi pakisti tiek pat visos sistemos sukamasis impulsas, tik priešinga linkme. Tai patvirtino Einšteino ir Dehazo nustatytas efektas (II d. § 80). Iš šio efekto galima surasti geležies stiebelio magnetinį momentą sukuriančių elektronų visą sukamąjį momentą. Šio efekto tyrimai rodo, kad feromagnetikų magnetizmas yra sukininės kilmės.

Bendruoju atveju atomų orbitinis mechaninis momentas yra L , o sukinio — S ; kai veikia Raselio ir Saunderso ryšys, jie susijungia į atstojamąjį mechaninį momentą J . Tų atomų visas magnetinis momentas taip pat susideda iš orbitinės ir sukininės dalių μ_L ir μ_S , kurių kryptis sutampa atitinkamai su L ir S kryptimis. Jeigu dabar parinktume vienetų taip, kad μ_L būtų lygi L , tai, turint magnetinę-mechaninę anomaliją, μ_S yra du kartus didesnė už S . Atomo atstojamojo magnetinio momento μ , sudėto iš μ_L ir μ_S , kryptis (53 pav.) nebesutampa su J kryptimi. Bet kadangi



53 pav.

pagal sukamojo impulso išsilaikymo dėsnį sukamasis impulsas visą laiką turi būti pastovus ir išlaikyti savo kryptį erdvėje, atomo magnetinis momentas μ turi precesuoti aplink $\mathbf{J}$; taigi veikia tik magnetinio momento komponentas, lygiagretus su $\mathbf{J}$ kryptimi.

Magnetinio vektoriaus komponentai (36,4)

$$\mu_L = l \frac{eh}{4\pi m_e} \quad (36,5)$$

ir

$$\mu_S = 2S \frac{eh}{4\pi m_e}.$$

Kvantinėje mechanikoje jie tiksliau išreiškiami taip:

$$\mu_L = \sqrt{L(L+1)} \frac{eh}{4\pi m_e}, \quad (36,6)$$

$$\mu_S = 2\sqrt{S(S+1)} \frac{eh}{4\pi m_e}$$

ir

$$\mu_J = \left[\sqrt{L(L+1)} \cdot \cos(\mathbf{L}, \mathbf{J}) + \right. \\ \left. + 2\sqrt{S(S+1)} \cdot \cos(\mathbf{S}, \mathbf{J}) \right] \frac{eh}{4\pi m_e}. \quad (36,7)$$

Pritaikę vektorių $\mathbf{L}$, $\mathbf{S}$ ir $\mathbf{J}$ sudarytam trikampiui kosinuso dėsnį (53 pav.), galime (36,7) reiškinyje kosinusą pakeisti ir tada gautume:

$$\mu_J = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\sqrt{J(J+1)}} \frac{eh}{4\pi m_e}. \quad (36,7a)$$

Ivedę vadinamąjį *Landės faktorių*

$$g(L, S, J) = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \quad (36,8)$$

(36,7a) lygtį galime išreikšti taip:

$$\mu_J = \sqrt{J(J+1)} g(L, S, J) \mu_B; \quad (36,9)$$

čia μ_B yra Boro magnetonas. Reikia pažymėti, kad čia neatsižvelgiama į tai, jog elektrono magnetinis momentas yra 0,1145% didesnis už Boro magnetoną.

Santykį

$$\frac{\mu_J}{\sqrt{J(J+1)}} = g(L, S, J) \mu_B \quad (36,10)$$

vadiname atomo *giromagnetiniu santykiu*.

Kai $S=0$, turime tik orbitinį magnetizmą: tuomet (36,8) $J=L$, vadinasi, $g=1$; tai atitinka normalų giromagnetinį santykį. Bet kai turime tik sukininį magnetizmą, taigi kai $L=0$, tada $J=S$ ir Landės faktorius $g=2$. Visų kitų atomo būvių, kai turime ir orbitinį, ir sukininį magnetizmą (kai $L \neq 0$ ir $S \neq 0$), g reikšmės kinta tarp 0 ir 2; šių būvių atomų magnetiniai momentai apskaičiuojami iš kvantinių skaičių L , S ir J reikšmių.

Išoriniame magnetiniame lauke $\mathbf{H}$ atomai, turintieji magnetinį momentą μ , yra orientuojami magnetinio lauko kryptimi (§ 25). Tačiau šiuo atžvilgiu yra veiklus ne visas magnetinis momentas μ , bet tik jo komponentas išorinio magnetinio lauko kryptimi. Šis komponentas yra Boro magnetono kartotinis, nes pagal kvantinę mechaniką, mechaninio momento $\mathbf{J}$ komponentas išorinio lauko kryptimi yra kartotinis $\frac{h}{2\pi}$. Taigi, apskritai, trupmeniniu skaičiumi reiškiamas dydis $\sqrt{J(J+1)}$ visada turi lauko kryptimi J reikšmės komponentą mg , išreikštą sveikuoju arba pusiniu skaičiumi; ir atomo magnetinio momento komponentas išorinio magnetinio lauko kryptimi

$$\mu_H(J) = mg(L, S, J) \mu_B; \quad (36,11)$$

čia m yra vadinamasis *magnetinis kvantinis skaičius*; jis išreiškia išmatuoto vienetais $\frac{h}{2\pi}$ $\mathbf{J}$ komponento reikšmę magnetinio lauko kryptimi.

Atomų magnetinius momentus galime išmatuoti. Eksperimentiškai jie yra išmatuojami Šterno ir Gerlacho būdu (§ 25). Padauginę (25,8) lygties skaitiklį ir vardiklį iš Avogadro skaičiaus N ir prisiminę, kad $\frac{Mv^2}{2} = \frac{3}{2} RT$, gauname:

$$l = \frac{\mu N}{6R} \frac{b^2}{T} \frac{\partial H}{\partial z}. \quad (36,12)$$

Išmatavę $\frac{\partial H}{\partial z}$, l ir T , galime apskaičiuoti μ . Šiuo būdu Gerlachas nustatė magnetinį momentą Ag, Cu, Au, Ni, Fe, Pb, Sn ir kt. elementų ir rado: Ag, Cu ir Au atomų magnetinis momentas yra lygus $1 \mu_B$; Pb, Sn ir Fe jis yra lygus nuliui, Ni — nuliui arba $2 \mu_B$. Vėliau panašiais matavimais nustatyta, kad visų vienva-
lenčių atomų magnetinis momentas yra lygus $1 \mu_B$. Dvivalen-
čių — žemės šarminių metalų (Zn, Cd...) atomų magnetinis
momentas yra lygus nuliui.

Be to, atomo magnetinį momentą galime surasti iš Zėmano efekto, išmatavę spektro linijų skilimą magnetiniame lauke (§ 37). Pastaruoju metu atomų magnetiniams momentams ma-
tuoti naudojamas paramagnetinis rezonansas.

Apskritai, matavimai parodė, kad atomo magnetinis momen-
tas gaunamas, vektoriškai sudėjus atskirų elektronų magneti-
nius momentus; be to, paaiškėjo, kad to paties sluoksnio elektro-
nų magnetiniai momentai yra linkę vienas kitą panaikinti. Kai
sluoksnis yra visiškai užpildytas, jie išnyksta.

Tiriant atomų magnetinius momentus, gautos tokios bend-
ros išvados. Užpildytų sluoksnių, arba konfigūracijų, pagrindi-
nis terminas yra 1S_0 . Jų magnetinis momentas lygus nuliui, nes
orbitinis ir sukininis magnetiniai momentai išnyksta. Atomai
yra diamagnetiniai. Užpildytas elektronų konfigūracijas (s^2p^6)
turi: retųjų, arba tauriųjų dujų (He, Ar, Kr ir kt.) atomai; į tau-
riųjų dujų atomus savo sandara panašūs jonai, pvz., F^- , S^{2-} ,
 K^+ , Sr^{2+} , La^{3+} ir t. t.; atomai ir jonai, kurie turi šią elektronų
sandarą: $s^2p^6d^{10}$, pvz., Pd, Cu^+ , Cd^{2+} , Tl^{3+} ir kt., ir visi atomai
bei jonai, kurie, be tauriųjų dujų (s^2p^6) ir vario jono ($s^2p^6d^{10}$)
konfigūracijos, turi dar s^2 elektronus, pvz., Be, Zn, Ga^+ , Pb^{2+}
ir kt. Šie visi atomai ir jonai yra diamagnetiniai.

Visi kiti atomai ir jonai turi permanentinį magnetinį mo-
mentą, taigi jie visi yra paramagnetiniai. Patikrinus šias kvantų
teorijos išvadas eksperimentiškai, nustatyta, kad daugeliu atvejų
teorijos apskaičiuoti ir išmatuoti duomenys sutinka, nors pasi-
taiko ir nesutapimų.

§ 37. ZĖMANO EFEKTAS, JO KVANTINĖ TEORIJA

1896 m. Zėmanas pastebėjo, kad magnetiniame lauke esančio
šviesos šaltinio spinduliuojamos spektro linijos suskyla į kom-

ponentus (III d. § 61). Kai stebėjimo kryptis yra statmena magnetinio lauko jėgų linijų kryptčiai, spektro linija išsiskaido į 3 atskiras linijas — tripletą; vidurinė linija užima pirminės linijos vietą; ji yra poliarizuota lygiagrečiai su magnetinio lauko kryptimi ir vadinama π -komponentu. Iš abiejų jos pusių vienodai nutolusios švyti dvi kraštinės linijos, poliarizuotos statmenai magnetinio lauko kryptčiai, vadinamieji σ -komponentai. Pastarųjų bangų skaičiaus kitimas $\Delta\nu_0$ yra proporcingas magnetinio lauko stiprumui H :

$$\Delta\nu_0 = aH \text{ cm}^{-1}. \quad (37,1)$$

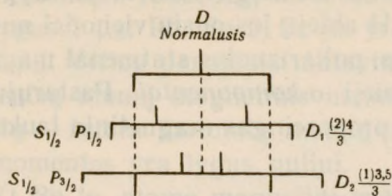
Cia a yra konstanta, dažnai vadinama *Lorenco vienetu*.

Kai žiūrime magnetinio lauko jėgų linijų kryptimi, vidurinė linija (π) visai išnyksta. Lieka tik abi kraštinės, kurios šiuo atveju yra apskritai (cirkuliariškai) poliarizuotos priešinga viena antrai kryptimi. Pasirodė, kad Zėmano pastebėtas efektas (spektro linijos skilimas į tripletą), vadinamas *normaliu Zėmano efektu*, tepasitaiko labai retai. Šios rūšies efektas gaunamas, stebint vandenilio, jonizuoto helio ir šarminių metalų vienalytes spektro linijas. Daug dažniau pasitaiko vadinamasis *anomalus Zėmano efektas*. Esant skersiniam efektui, stebimoji spektro linija susiskaido į dviejų grupių komponentus, kurių skaičius grupėse kartais prašoka 10: į π - ir σ -komponentus. Kiekvienos grupės komponentai yra pasiskirstę simetriškai pirminės spektro linijos vietos atžvilgiu. Turint išilginį efektą, π -komponentai visai pranyksta, o σ -komponentai lieka savo vietoje, bet jų poliarizacija virsta apskrita. Komponentų bangų skaičiaus kitimas $\Delta\nu'_0$ nelabai stipriuose magnetiniuose laukuose yra proporcingas lauko stiprumui.

Apskritai, Zėmano efekto pobūdis priklauso tik nuo spektro linijos termų. Pvz., spektro linijos, kurių termai yra 2P ir 2S (taigi $^2S_{1/2}$, $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$), kokybiškai ir kiekybiškai pasižymi tokiu pat efektu. Vadinasi, tokios pat serijos atitinkamų (homologinių) spektro linijų Zėmano efektas yra vienodas, nors linijas spinduliuotų skirtingi elementai. Be to, anomalaus Zėmano efekto komponentų bangų skaičiaus kitimas $\Delta\nu'_0$ yra proporcingas normalaus efekto bangų skaičiaus kitimui $\Delta\nu_0$:

$$\Delta\nu'_0 = \frac{q}{r} \Delta\nu_0; \quad (37,2)$$

čia q ir r yra sveikieji skaičiai. 54 pav. grafiškai palyginamas natrio linijų D_1 ir D_2 skilimas lauke; į viršų nukreipti brūkšniai vaizduoja π -, o į apačią — σ -komponentus. Šalia pažymėti linijų



54 pav.

spektriniai termiai ir atitinkamų komponentų santykio q/r reikšmės. Vardiklis yra bendras; skliaustuose esą skaitikliai priklauso π -komponentams. D_1 ir D_2 komponentų bangų skaičiaus pakitimas yra kartotinis $\frac{1}{3} \Delta v_0$.

Visos Zėmano efekto teorijos daugiau ar mažiau remiasi Larmoro teorema, kuri įrodo, kad skriejančių aplink branduolį elektronų sistema magnetiniame lauke precesuoja (sukasi) aplink ašį, lygiagrečią su lauko kryptimi ir einančią pro branduolį. Larmoro precesijos kampinis greitis (II d. § 77)

$$\omega = \frac{eH}{2m_e}, \quad (37,3)$$

kur m_e ir e yra elektrono masė ir jo elektros kiekis, H — magnetinio lauko stiprumas. Larmoro precesijos įtakoje judančio elektrono skriejimo dažnumas pakinta $\pm \frac{\omega}{2\pi}$ arba $\pm \frac{eH}{4\pi m_e}$ dydžiu, kas atitinka bangų skaičiaus kitimą

$$\Delta v_0 = \frac{eH}{4\pi m_e c}; \quad (37,4)$$

čia c yra šviesos greitis.

Kvantinę Zėmano efekto teoriją yra sukūręs Landė. Kol atomas nėra išoriniame magnetiniame lauke $\mathbf{H}$, jo visas judėjimo kiekio momentas lieka pastovus dydžio bei krypties atžvilgiu. Magnetiniame lauke $\mathbf{H}$ atomas pradeda precesuoti, t.y. sukis aplink ašį, einančią magnetinio lauko kryptimi. Precesijos kampinis greitis yra nedidelis, palyginus su elektrono skriejimo bei sukinio kampiniu greičiu. Sakykime, kad dėl precesijos kvantiniai skaičiai n , L , J nepakinta. Be to, magnetiniame lauke atomas yra kvantuojamas erdvėje (§ 24). Atomo kvantavimui erdvėje nusakyti ir imame ketvirtą — magnetinį kvantų skaičių m ; jis rodo atomo orientaciją magnetinio lauko atžvilgiu. Kai vidi-

nio kvantinio skaičiaus reikšmė yra J , tai magnetinis kvantinis skaičius m gali turėti tokias reikšmes:

$$J, J-1, J-2, \dots, 2, 1, 0, -1, -2, \dots, -(J-1), -J.$$

Neigiamos m reikšmės rodo, kad vektorių $\mathbf{J}$ ir $\mathbf{H}$ kryptys sudaro buką kampą. Apskritai, kampas $(\mathbf{J}, \mathbf{H})$ gali turėti tik tokias reikšmes, kurių

$$\cos(\mathbf{J}, \mathbf{H}) = \frac{m}{J}. \quad (37,5)$$

Atomo energija magnetiniame lauke pakinta. Jei atomo magnetinis momentas yra μ , o magnetinio lauko stiprumas $\mathbf{H}$, tai atomo energijos padidėjimas

$$\Delta E = -\mu H \cdot \cos(\mathbf{J}, \mathbf{H}) = -\mu H \frac{m}{J} = -\mu_H H. \quad (37,6)$$

Arba, atsižvelgę į (36,11) ir (37,4), gauname:

$$\Delta E = -mg\mu_B H = -mg \frac{eh}{4\pi m_e} H = -mhcg \cdot \Delta v_0. \quad (37,7)$$

Pakitus atomo energijai, pakinta ir spektrinis terminas; pastarojo bangų skaičiaus pokytį $\Delta v_0'$ gauname, ΔE padaliję iš hc :

$$\Delta v_0' = mg \cdot \Delta v_0. \quad (37,8)$$

Tai Zėmano efekto formulė. Kai vienas atomo energijos lygis nusakomas m_1 ir g_1 , o kitas m_2 ir g_2 , tai spinduliuojamosios, perėinančios elektronui, spektro linijos bangų skaičius pasikeičia

$$\Delta v_0' = (m_1 g_1 - m_2 g_2) \Delta v_0. \quad (37,9)$$

Magnetiniam kvantiniam skaičiui taikoma tokia atrankos taisyklė: $\Delta m = \pm 1; 0$. Nulinį kitimą atitinka vibracijos, lygiagrečios su magnetinio lauko kryptimi (π -komponentai), o kitimą ± 1 — vibracijos, statmenos magnetinio lauko kryptčiai (σ -komponentai).

Tokiu būdu, žinant atitinkamų spektrinių termų Landės skilimo faktorių g , galima surasti ir spektro linijų skilimą.

Ivairių spektrinių termų faktoriaus g reikšmės teko ieškoti eksperimentiškai. 16-je lentelėje surašytos vienalypių, dvilypių

ir trilypių termų faktoriaus g skaitinės reikšmės. Joje sužymėti termų vidiniai kvantiniai skaičiai ir jų g skaitinės reikšmės.

16 lentelė

Kai kurių spektrinių termų g reikšmės

	L	Vienalypių		Dvilypių		Trilypių	
		J	g	J	g	J	g
S	0	0	00	$1/2$	2	1	2
P	1	1	1	$1/2 \ 3/2$	$2/3 \ 4/3$	0 1 2	$\infty \ 3/2 \ 3/2$
D	2	2	1	$3/2 \ 5/2$	$4/5 \ 6/5$	1 2 3	$1/2 \ 7/6 \ 4/3$
F	3	3	1	$5/2 \ 7/2$	$6/7 \ 8/7$	2 3 4	$2/3 \ 13/12 \ 5/4$

Kad būtų aiškiau, panagrinėkime, pvz., natrio D_1 ir D_2 spektro linijų Zėmano efektą. Jų spektriniai termai yra $S_{1/2}$, $P_{1/2}$ ir $P_{3/2}$. Termo $S_{1/2}$ ($J=1/2$) magnetinis kvantinis skaičius m , kurio galimos reikšmės yra visi vienetu besiskiria tarp J ir $-J$ skaičiai, turi reikšmes $1/2$ ir $-1/2$; tokias pat reikšmes turi ir termo $P_{1/2}$ magnetinis kvantinis skaičius. Termo $P_{3/2}$ magnetinis kvantinis skaičius gali turėti tokias reikšmes: $3/2$; $1/2$; $-1/2$; $-3/2$. Faktoriaus g reikšmės yra 2, $2/3$ ir $4/3$. Sandaugos mg reikšmės šiems termams yra šios:

$$S_{1/2}: \quad +1 \quad -1$$

$$P_{1/2}: \quad +1/3 \quad -1/3$$

$$P_{3/2}: \quad +2 \quad +2/3 \quad -2/3 \quad -2$$

Linijos D_1 Zėmano efekto komponentai nusakomi šių m kitimų:

m	$+1/2$	$-1/2$
$S_{1/2}$	+1 ↓	-1 ↓
$P_{1/2}$	$+1/3$	$-1/3$

$$\frac{\Delta\nu'_0}{\Delta\nu_0} = \frac{(2)4}{3}$$

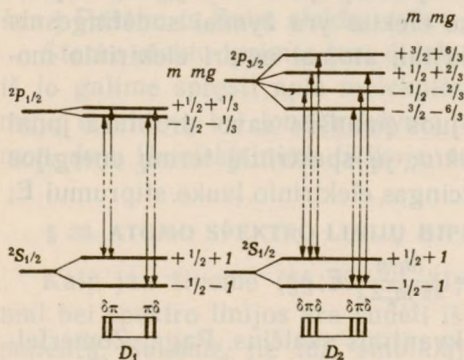
Strėlės rodo m kitimą (stačiosios atitinka $\Delta m=0$, o įstrižosios — $\Delta m=\pm 1$). Panašiai surandame ir linijos D_2 komponentus:

m	$+3/2$	$+1/2$	$-1/2$	$-3/2$
$S_{1/2}$		$+1$	-1	
$P_{3/2}$	$+2$	$+2/3$	$-2/3$	-2

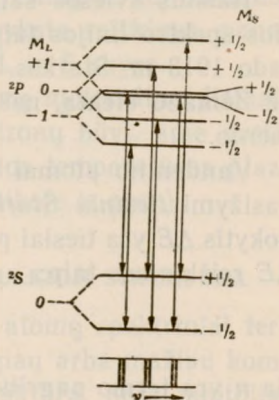
$$\frac{\Delta \nu_0'}{\Delta \nu_0} = \frac{(1)35}{3}$$

55 pav. pavaizduota D -spekto linijos (D_1 ir D_2 komponentų) termai ir jų skilimas magnetiniame lauke bei perėjimai tarp suskilusių termų (π - ir σ -komponentai).

Pagaliau reikia paminėti, kad, magnetiniam laukui stiprėjant, Zėmano efekto komponentai vis daugiau tolsta nuo pirminės spektro linijos, nes bangų skaičiaus kitimas yra proporcingas magnetinio lauko stiprumui. Jei taip būtų visą laiką, tai stipresniuose magnetiniuose laukuose gretimų spektro linijų



55 pav.



56 pav.

komponentai susitiktų ir prasilenktų. Ir taip iš tikrųjų atsitinka, kai tos linijos yra nepriklausomos, t. y. kai jos nėra kilusios iš vieno daugialypio termo (multipletto). Bet jei jos yra to paties daugialypio termo nariai, tada jų Zėmano efektas stipriame

magnetiniame lauke virsta normaliu Zėmano efektu. Tokį reiškinį pirmieji pastebėjo Pašenas ir Bakas.

Stiprus magnetinis laukas išardo Raselio ir Saunderso ryšį tarp L ir S ; tada jie precesuoja nebe bendrai aplink J (o šis aplink H), bet kiekvienas atskirai kartu su kvantuotais μ_L ir μ_S komponentais aplink magnetinio lauko kryptį (42 pav.). Galutinai susidarius Pašeno ir Bako efektui, spektrinių termų skilimas pasidaro sveikasis kartotinis normalaus skilimo Δv_0 , nes L ir μ_L visada yra sveiki, o S visada pusinis; bet dėl sukinio magnetinės anomalijos μ_S visada yra reiškiamas sveikuoju skaičiumi. Todėl energijos pokytis

$$\Delta E = -(\mu_L H \mu_L + 2\mu_S H \mu_S) \quad (37,13)$$

Pritaikę atrankos taisyklės, gauname šiuo atveju $^2S-^2P$ spektro linijos normalųjį Zėmano tripletą, nors kiekvienas komponentas dėl vis dar esančio (LS) ryšio pasižymi smulkiąja struktūra (56 pav.). Spektro linijų skilimo reiškinys, esąs tarp Zėmano bei Pašeno ir Bako efekto, yra painus ir sunkiai išaiškinamas.

§ 38. ŠTARKO EFEKTAS

Įtaisius šviesos šaltinį elektriniame lauke, spinduliuojamosios spektro linijos taipgi suskyla. Šį spektro linijų skilimą atrado 1913 m. Štarkas. Štarko efektas yra žymiai sudėtingesnis už Zėmano efektą, nes, apskritai, atomai neturi elektrinio momento.

Vandenilio atomai bei į juos panašūs savo struktūra jonai pasižymi *tiesiniu Štarko efektu*; jų spektrinių termų energijos pokytis ΔE yra tiesiai proporcingas elektrinio lauko stiprumui E ; ΔE reiškiamas taip:

$$\Delta E = \frac{3h^2 n}{8\pi^2 m_e Z e} E;$$

čia n yra termo pagrindinis kvantinis skaičius. Pagal Zomerfeldo teoriją, to paties pagrindinio kvantinio skaičiaus, nors ir skirtingų šalutinių kvantinių skaičių termai apskritai sutampa, atseit, pagrindinio kvantinio skaičiaus n atomo termas yra n^2 kartų išsigimęs. Elektrinis laukas šį išsigimimą panaikina; jame atskiri l yra simetriškai kvantuojami, ir todėl termas suskyla į $2n-1$ atskirų termų komponentus. Šį skilimą galima

paaikškinti taip: elektrinis laukas skirtingai sutrikdo elektronų judėjimą skirtingų l orbitose, o tai ir sukelia termo skilimą. Tiesinis Štarko efektas yra proporcingas spektrinio termo pagrindiniam kvantiniam skaičiui n . Tiesiniu Štarko efektu pasižymi Balmerio serijos spektro linijos.

Nepanašių į vandenilio atomą atomų ir jonų spektriniai termai nėra išsigimę, nes tokį išsigimimą panaikina atomo kamieno elektrinis laukas. Čia Štarko efektas susidaro todėl, kad atomai išoriniame elektriniame lauke yra poliarizuojami, taigi jie pasidaro elektriniais dipoliais. Indukuotas elektrinis momentas μ yra proporcingas poliarizuojančio elektrinio lauko stiprumui. Kaip ir esant Zėmano efektui, judėjimo kiekio momento vektorius $\mathbf{J}$ precesuoja aplink elektrinio lauko kryptį ir taip pakrypsta, kad jo komponentas lauko kryptimi pasidaro kartotinis $\frac{h}{2\pi}$. Ir šiuo atveju termų energijos pakitimas ΔE bei termų skilimas, turint skirtingus μ , yra proporcingas elektriniam momentui ir išorinio elektrinio lauko stiprumui, taigi visas efektas turi būti proporcingas elektrinio lauko stiprumo kvadratui. Vadinas, bendruoju atveju turime kvadratinį Zėmano efektą. Kartais termų suskilimas elektriniame lauke yra sudėtingas, nes jis priklauso ne tik nuo termo kvantinių skaičių, bet ir nuo gretimų termų nuotolio. Labai stipriuose elektriniuose laukuose vyksta reiškinys, panašus į Pašeno ir Bako efektą; ryšys tarp $\mathbf{L}$ ir $\mathbf{S}$ suyra.

Štarko efekto tyrimas turi didelę reikšmę molekulinei fizikai; iš jo galime spręsti apie molekulės elektronų būvį, apie gretimųjų elektronų bei jonų trikdymą (aukštos temperatūros plazmos, dujų išsielektrinimo fizikoje, astrofizikoje ir pan.).

§ 39. ATOMO SPEKTRO LINIJŲ HIPERSMULKIOJI STRUKTŪRA

Kaip jau žinome (§§ 29, 30, 31, 35), atomų spektriniai termai bei spektro linijos yra sudėti iš daugiau arba mažiau komponentų. Sakome, jie turi smulkiąją struktūrą, nors nuotoliai tarp sunkiųjų atomų spektro linijų smulkiosios struktūros komponentų yra tiek dideli, kad jau komponentus galime laikyti atskiromis spektro linijomis. Spektrinių termų bei spektro linijų smulkiąją struktūrą sukelia elektronų orbitinio ir jų sukinio judėjimo kiekių momentų kvantuotoji sąveika. Tačiau, be spektro termų ir linijų smulkiosios struktūros, didelės skiriamosios ga-

lios interferenciniais bei aukšto dažnumo spektroskopais pastebėtas labai nežymus, bet matuojamas spektro linijų ir termų skilimas, kurį sukelia atomo elektroninio apvalkalo sąveika su atomo branduoliu. Šią spektrinių termų ir spektro linijų struktūrą vadiname *hipersmulkiąja struktūra*.

Hipersmulkiąją struktūrą sąlygoja dvi priežastys. Dauguma cheminių elementų turi izotopus; to paties elemento izotopų atomai turi ne tik skirtingą masę, bet ir jų branduoliai sudaryti nevienodai. Todėl yra nevienoda ir atskirų izotopų atomo branduolio įtaka atomo apvalkalui. Štai kodėl to paties elemento atskirų izotopų išspinduliuotų spektro linijų bangų ilgiai bei jų bangų skaičiai kiek skiriasi; izotopų spektro linija sudėta iš labai artimų, atskiriems izotopams priklausančių komponentų. Šį reiškinį vadiname *izotopijos efektu*.

Izotopijos efektą sukelia tai, kad Ridbergo konstanta R priklauso nuo branduolio masės (20,22); tuo pačiu nuo branduolio masės priklauso ir spektro linijų bangų skaičius. Pvz., lengvojo vandenilio (H^1) ir deuterio (D^2) Balmerio linijos H_α bangų ilgiai skiriasi 1,79 Å. 1932 m. Urėjus pasinaudojo šiuo izotopijos efektu deuteriui surasti.

Reikia pažymėti, kad sunkiųjų elementų izotopijos efektas yra labai mažas ir priklauso jau hipersmulkiai struktūrai, nes izotopų masės skiriasi palyginti labai mažai. Tačiau, be sukeltos atomo branduolio ir elektrono sąveikos (§ 20) izotopijos efekto, yra ir vadinamasis *tūrio efektas*. Kadangi atskirų izotopų branduolių dalelių skaičius ir jų sandara nevienodi, tai skiriasi ir sąveika tarp izotopų branduolių ir elektroninio atomo apvalkalo. Tas skirtumas taip pat sąlygoja nedidelį spektro linijos bangos ilgio pakitimą. Išmatavę izotopijos efekto sukeltos hipersmulkiosios struktūros komponentų skaičių bei ryškumą ir nuotolį tarp atskirų komponentų, galime surasti cheminio elemento izotopų skaičių, masę ir jų gausumą.

Bet tikrąją hipersmulkiąją spektro linijų ir termų struktūrą sąlygoja atomo apvalkalo ir branduolio judėjimo kiekio momentų sąveika. Ji aiškinama taip pat, kaip spektrinių termų ir linijų multipletumas. Kiekvienam atomo branduoliui, kaip ir jo apvalkalui, priskiriamas judėjimo kiekio momentas I , kurio dydis išreiškiamas taip:

$$|I| = \sqrt{I(I+1)} \frac{h}{2\pi}; \quad (39,1)$$

Jo skaitinė reikšmė yra tarp 0 ir $\frac{9}{2} \frac{h}{2\pi}$. Su branduolio judėjimo kiekio momentu susijęs jo magnetinis momentas, kuris yra apytiksliai branduolio magnetono

$$\mu_K = \frac{eh}{4\pi M} \quad (39,2)$$

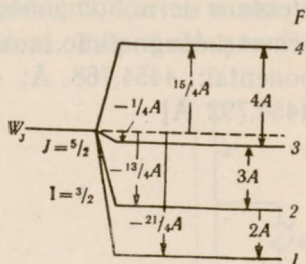
dydžio, bent tokios pat eilės. Pastarąjį gauname, Boro magnetono formulėje (§ 36) elektrono masę m_e pakeitę protono mase M . Atomo branduolių magnetinį momentą M_K galime taip išreikšti:

$$M_K = I g \mu_K. \quad (39,3)$$

Koeficientas g surandamas empiriniu būdu. Kadangi protono masė yra apie 1836 kartus didesnė už elektrono masę, tiek pat kartų branduolio magnetonas yra mažesnis už Boro magnetoną; todėl branduolių magnetinė sąveika su atomo apvalkalu yra labai silpna ir termų skilimas labai nežymus.

Branduolio sukinio mechaninis momentas I yra kvantiškai orientuotas atomo apvalkalo magnetiniame lauke; jis, sudėtas su atomo apvalkalo atstojamuoju mechaniniu momentu J , sudaro taipgi kvantiškai orientuotą viso atomo atstojamąjį momentą F . Todėl termai suskyla į $2J+1$, kai $J < I$, arba į $2I+1$, kai $I < J$, hipersmulkiosios struktūros

komponentų. Taigi hipersmulkiosios, kaip ir smulkiosios, struktūros termų skaičius priklauso nuo mechaninio momento kvantinių skaičių J arba I , o nuotolis tarp suskilusio termo komponentų — nuo branduolio magnetinio momento M_K ir atomo apvalkalo sukurto branduolio vietoje magnetinio lauko stiprumo H_K



57 pav.

57 pav. pavaizduota hipersmulkiosios struktūros termų schema, kai $J = \frac{5}{2}$ ir $I = \frac{3}{2}$. Tuomet atomo atstojamojo mechaninio momento F reikšmės yra $F=1, 2, 3, 4$. Perėjimą tarp hipersmulkiosios struktūros termų nusako atrankos taisyklė

$$\Delta F = 0, \pm 1.$$

Išmatavus hipersmulkiosios struktūros termų skaičių, jų sandarą bei nuotolius tarp atskirų termų, galima surasti branduolio mechaninį momentą, magnetinio momento ženklą, o kai kuriais palankiais atvejais — ir patį magnetinį momentą. Be to, palyginus išmatuotus nuotolius tarp tokių pat termų, kada branduolio elektros krūvis laikomas paskirstytas rutulyje, galima nustatyti branduolio kvadrupolinį momentą.

Uždaviniai

1. Reikia surasti didžiausią p -elektrono energijos pakitimą, kurį sąlygoja jo orbitos precesija magnetiniame lauke. Magnetinio lauko stiprumas $H=30\,000$ Oe. [Ats. 2, $8 \cdot 10^{-23}$ J]

2. Tarp elektromagneto polių padėtas kalcio elektrinis lankas spinduliuoja spektro liniją $\lambda=4226,7$ Å. $30\,000$ Oe stiprumo magnetiniame lauke turime normalųjį Zėmano efektą. Reikia apskaičiuoti komponento σ dažnumo ν ir jo bangos ilgio λ pokytį. [Ats. $\Delta\nu=4,2 \cdot 10^{10}$ s $^{-1}$ ir $\Delta\lambda=0,25$ Å]

3. Reikia apskaičiuoti spektro linijos $4^3P_2 \rightarrow 4^3D_3$ Zėmano efekto σ ir π komponentų bangų ilgius, nubrėžti jos skilimo schemą. Magnetinio lauko stiprumas $H=40\,000$ Oe. [Ats. π -komponentai: 4454,768 Å; 4454,774 Å; 4454,78 Å; 4454,786 Å; 4454,792 Å]

VII SKYRIUS

KORESPONDENCIJOS PRINCIPAS

§ 40. ELEKTRONŲ SMŪGINIS SUŽADINIMAS.

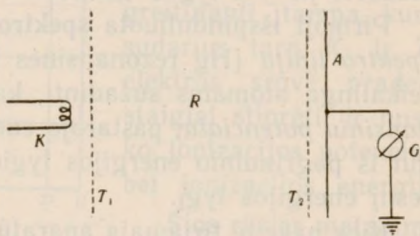
FRANKO IR HERCO TYRIMAS

Boro atomo teorija labai gražiai išaiškino atominių spektrų kilmę bei jų būdinguosius požymius. Todėl atominiai spektrai tapo jos pagrindiniu ramsčiu; jie, kad ir ne visai tiesioginiu būdu, patvirtino Boro teorijos skelbiamų postulatų tikrumą. Bet netrūko ir tyrimų, kurie įrodė, kad atomas tikrai spinduliuoja pagal Boro teorijos skelbiamus dėsnius. Čia reikia paminėti būdą, kai spektro linijos sužadinamos elektronų smūgiais. Šio būdo tyrimus pradėjo 1913 m. Frankas ir Hercas.

Įkaitintos vielos K (58 pav.) emituojami elektronai, perbėgdami greitinančią įtampą tarp K ir T_1 , pagreitėja ir įlekia į tiriamąsias dujas (R); perėję jas, pasiekia elektrodą A , sujungtą su elektrometru arba jautriu galvanometru G , kuriuo matuojamas jų sukeltos elektros srovės stiprumas. Taip tiriant tauriąsias dujas bei elektriškai

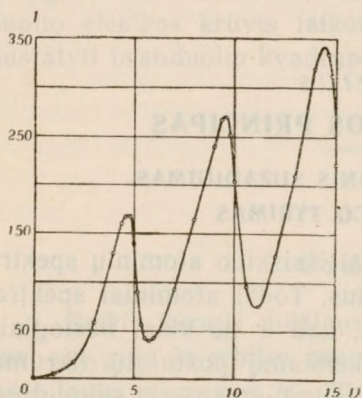
teigiamų metalų garus, nustatyta, kad, didinant elektronų greitinančią įtampą tarp K ir T_1 , iš pradžių elektros srovės stiprumas didėja, bet vėliau, esant tam tikrai įtampai, staiga sumažėja. Po šio pirmojo elektros srovės

stiprumo staigaus pakitimo vyksta tolimesni, taisyklingai nutolę nuo vienas kito kitimai 59 pav. grafiškai vaizduoja elektros srovės stiprumo I priklausomybę nuo įtampos U tarp K ir T_1 , kai elektronai lekia per gyvsidabrio garus. Matavimų duomenys



58 pav.

yra aiškinami taip. Patekę į dujas, elektronai susiduria su dujų atomais. Iš pradžių vyksta elastingi smūgiai, kokie būna, susidūrus dviem elastingiems rutuliams. Kai elektronų energija padidėja iki tam tikro kritinio dydžio, smūgiai pakinta, virsta



59 pav.

neelastingais; dabar, susidūrę su atomais, elektronai netenka energijos, perduodami ją dujų atomams; todėl elektros srovės stiprumas staiga sumažėja. Dujų atomai tuomet sužadinami ir spinduliuoja; spinduliuojamąją spektro liniją galima stebėti spektrografu arba kokiu kitu optiniu įtaisu. Toliau didinant įtampą, elektronų energija didėja, jų susidūrimai su dujų atomais vėl pasidaro elastingi; šitaip jų energija didėja tol, kol elektronai vėl gali ją atiduoti

atomams, susidurdami su pastaraisiais. Tuomet atomai vėl sužadinami ir vėl spinduliuoja. Nuotolis tarp kreivės iškilimų (išmatuotas voltais) rodo, kokį energijos kiekį atomai pajėgia absorbuoti.

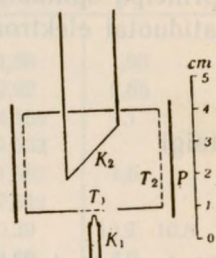
Mažiausia įtampa, kurią prabėgęs elektronas jau gali sužadinti atomų spinduliavimą, vadinama kritiniu potencialu; gyvsidabrio jis yra lygus 4,9 V.

Pirmoji išspinduliuota spektro linija vadinama *rezonansine spektro linija* (Hg rezonansinės linijos $\lambda=2537 \text{ \AA}$), o įtampa, reikalinga atomams sužadinti, kad jie spinduliuotų ją,—*rezonansiniu potencialu*; pastarojo energijos užtenka atomo elektronui iš pagrindinio energijos lygio perkelti į artimiausią aukštesnį energijos lygį.

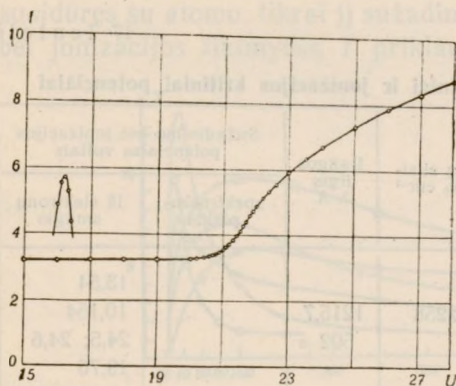
Kiek pakeitę tiriamąją aparatūrą, Frankas ir Hercas, tirdami gyvsidabrį, surado, kad, be energijos lygio, atitinkančio kritinę energiją 4,9 V, yra du 4,68 ir 5,29 eV energijos lygiai. Tačiau spektro linijų, kurios būtų spinduliuojamos, pereinant elektronui iš šių lygių į pagrindinį, nepastebėta, nes tie perėjimai yra uždrausti. Čia turime metastabilinius būvius; juose atomai nespinduliuoja ilgesnį laiką.

Didindami greitinančiąją įtampą, elektronus perkeliame į aukštesnius energijos lygius, arba, kaip sakome, sužadiname vis aukštesnius energijos lygius, ir atomas išspinduliuoja vis daugiau ir daugiau spektro linijų. Pagaliau atomą taip sužadiname, kad jis išspinduliuoja visą spektrą. Tuomet atomas yra jonizuotas; vienas jo elektronas yra visai pašalintas iš atomo. Įtampa, reikalinga atomui jonizuoti, vadinama *jonizacijos potencialu*.

Jonizacijos energiją Hercas išmatavo 60 pav. schemiškai pavaizduotu būdu. Galin-go katodo K_2 emituoti elektronai pagreitinimo ertmėje sudaro didelį neigiamą erdvinį elektros krūvį, kuris tesukelia silpną, nuo anodo P potencialo nepriklausančią elektros srovę. Kito katodo K_1 emituojamus elektronus pagreitina sudaryta tarp K_1 ir tinklelio T_1 įtampa. Kai jų energija padidėja tiek, kad jie, susidurdami su dujų atomais, gali pastaruosius jonizuoti, neigiamo elektros krūvio ertmėje atsiranda teigiamų jonų, kurie,



60 pav.



61 pav.

būdami mažai judrūs, iš dalies kompensuoja erdvinį neigiamą krūvį. Tada katodinė elektros srovė staigiai sustiprėja (61 pav.). Elektronus greitinanti įtampa, kurią sudarius tarp K_1 ir T_1 , elektros srovė pradeda staigiai stiprėti, ir nusako jonizacijos potencialą bei jonizacijos energiją.

Šios rūšies matavimai įtikino, kad atomas energiją tikrai išspinduliuoja ir absorbuoja kvantais, kaip tvirtina Boro teorija. Be to, buvo nustatyta, kad spektro linijų serijoms sužadinti reikalingos skirtingos įtampos. Vienos ir tos pačios serijos linijų sužadinamasis potencialas didėja, einant nuo serijos pradžios; apskritai,

aukštesnių energijos lygių spektro linijoms sužadinti reikalingas yra ir didesnis potencialas.

Sužadinamasis potencialas U ir sužadintos spektro linijos bangos ilgis λ yra susieti šia priklausomybe. Pagal energijos principą spinduliuojamas energijos kvantas $h\nu$ turi būti lygus atiduotai elektrono energijai eU , atseit,

$$h\nu = h \frac{c}{\lambda} = eU,$$

taigi

$$U = \frac{hc}{e\lambda}.$$

Ši formulė labai gerai tinka sužadinimo potencialui apskaičiuoti.

Suradus serijų ribų sužadinamuosius potencialus, galima panašiai apskaičiuoti ir jonizacijos potencialus. Kambario temperatūros sąlygomis jonizacijos potencialas gali būti apskaičiuotas tik iš vyriausiosios arba pagrindinės serijos ribos. Pvz., serijos, kuriai priklauso Hg 2537 Å linija, riba yra $\nu_0 = 84181 \text{ cm}^{-1}$, jos sužadinamasis potencialas yra $U = 10,39$ volto.

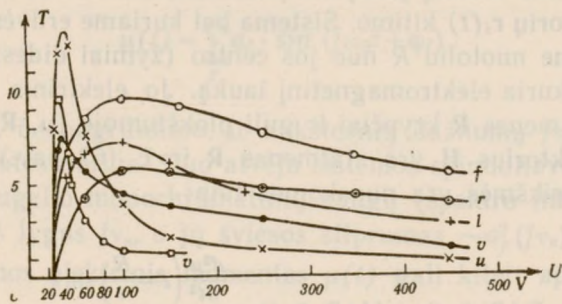
17 lentelė

Kai kurių elementų rezonansiniai ir jonizacijos kritiniai potencialai

	Z	Spektro linija arba terminas	Bangų skaičius $\nu_0 \text{ cm}^{-1}$	Bangos ilgis $\lambda \text{ Å}$	Sužadinimo bei jonizacijos potencialas voltais	
					spektroskopiskai	iš elektronų smūgio
H	1	1^2S				13,54
		1^2S-2^2S	82258	1215,7		10,154
He	2	1^1S		502		24,5; 24,6
		1^1S-2^3S				19,76
Li	3	$1S$	43484,45			5,368
		$1S-2P_2$	14903,09	6708,2		1,84
		$1S-2P_1$				
Ne	10	$1S$		743,8		21,48
Na	11	$1S$	41448,59		5,116	5,13; 5,18
		$1S-2P_2$	16955,88	5895,9		
		$1S-2P_1$	16973,52	5889,9	2,093	2,12
Ca	20	1^1S	49304,8		6,08	6,01

	Z	Spekto lini- ja arba termas	Bangų skai- čius ν_0 cm ⁻¹	Bangos ilgis λ Å	Sužadinimo bei jonizacijos potencialas voltais	
					spektrosko- piškai	iš elektronų smūgio
Rb	37	1'S—2 ³ P ₁	15210,1	6572,8	1,88	1,90
		1'S—2 ¹ P	23652,4	4226,7	2,92	2,85
		1S	33684,8		4,159	4,1
		1S—2P ₂	12579,01	7947,6	1,553	
Ag	47	1S—2P ₁	12816,72	7800,8	1,582	1,6
		1S	61093,48		7,542	
Hg	80	1'S	84181,5		10,39	10,2; 10,8
		1'S—2 ³ P ₁	39412,5	2536,5	4,86	4,9

Atomų sužadinimo bei jonizavimo elektronų smūgiais metodai turi didelę reikšmę ne tik atominei, bet ir kitų sričių, pvz., elektros srovės reiškinių dujose, fizikai bei praktikai, pvz., šviesos technikai ir kt. Norint tikslingiau panaudoti praktikoje šiuos metodus, reikėjo nuodugniau ištirti sužadinimo bei jonizacijos elektronų smūgiais proceso našumo koeficientą. Jis priklauso nuo tikimybės, kad, turėdamas tam tikrą energiją, elektronas, susidūręs su atomu, tikrai jį sužadins arba jonizuos. Sužadinimo bei jonizacijos tikimybės T priklausomybę nuo susiduriančio



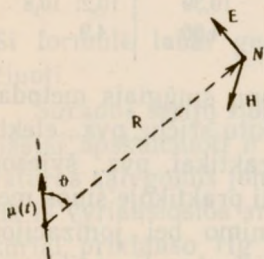
62 pav.

elektrono energijos išreiškia vadinamoji *sužadinimo* arba *jonizacijos funkcija*. Tyrimais nustatyta, kad, elektronų energijai didėjant, ši funkcija taipgi didėja, pasiekia didžiausią reikšmę ir vėliau pradeda mažėti. 62 pav. kreivės pavaizduoja kai kurių Hg spektro linijų sužadinimo funkcijos priklausomybę nuo

elektronų energijos; kreivės f , r , l priklauso vienalypėms, u ir v — trilypėms spektro linijoms. Panašia eiga pasižymi ir jonizacijos funkcija.

§ 41. KLASIKINĖS SPINDULIAVIMO TEORIJOS BRUOŽAI

Pagal klasikinę spinduliavimo teoriją, spinduliuojanti elektromagnetinės bangas sistema yra sudėta iš elektringų dalelių — elektronų. Elektromagnetinio lauko teorija iškėlė ryšį tarp spektro linijų dažnumo, jų stiprumo bei poliarizacijos būvio ir spinduliuojančios sistemos elektringų dalelių judėjimo pobūdžio.



63 pav.

Stipriausias atomų ir molekulių spinduliavimas yra dipolinis. Tegu, apskritai imant, spinduliuojanti sistema yra neutrali. Jos elektringoms dalelėms judant, kinta dalelių radiusai-vektoriai $\mathbf{r}_i$, taigi tam tikru būdu kinta ir sistemos elektrinis momentas $\boldsymbol{\mu}$, kuris išreiškiamas taip:

$$\boldsymbol{\mu}(t) = \sum e_i \mathbf{r}_i(t); \quad (41,1)$$

čia e_i yra sistemos dalelės elektros krūvis. Jo kitimo pobūdis priklauso nuo dalelių judėjimo pobūdžio, atseit, nuo dalelių radiusų-vektorių $\mathbf{r}_i(t)$ kitimo. Sistema bet kuriame erdvės taške N , nutolusiame nuotoliu R nuo jos centro (žymiai didesniu už r_i ; $r_i \ll R$), sukuria elektromagnetinį lauką. Jo elektrinis vektorius $\mathbf{E}$ yra statmenas $\mathbf{R}$ kryptčiai ir guli plokštumoje $(\boldsymbol{\mu}, \mathbf{R})$, o magnetinis vektorius $\mathbf{H}$ yra statmenas $\mathbf{R}$ ir $\mathbf{E}$ (63 pav.). Abi šių vektorių reikšmės yra nusakomos taip:

$$E(R, \vartheta, t) = H(R, \vartheta, t) = \frac{d^2 \mu}{dt^2} \left(t - \frac{R}{c} \right) \sin \vartheta}{c^2 R}, \quad (41,2)$$

čia ϑ yra kampas tarp vektoriaus $\frac{d^2 \boldsymbol{\mu}}{dt^2}$ ir radiuso-vektoriaus $\mathbf{R}$, išvesto iš spinduliavimo sistemos centro į tašką N ; argumento $\left(t - \frac{R}{c} \right)$ narys $\frac{R}{c}$ nusako elektromagnetinio lauko sklidimo iš sis-

temos iki taško N laiką. Elektromagnetinės energijos srautas Φ , kurį išreiškia Poytingo vektorius (II d. § 119),

$$\Phi = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}\mathbf{H}] = \frac{1}{4\pi c^3} \left[\frac{d^2 \mu}{dt^2} \left(t - \frac{R}{c} \right) \right]^2 \frac{\mathbf{R}}{R^3} \sin^2 \vartheta. \quad (41,3)$$

Kai elektrinio momento kryptis erdvėje nekinta, vektorių $\mathbf{E}$ ir $\mathbf{H}$ kryptys taip pat nekinta. Tada spinduliavimas yra tiesiai poliarizuotas. O jeigu spinduliuojančiosios sistemos elektringos dalelės juda taip, kad jos elektrinio momento absoliutinė reikšmė nesikeičia, bet jo kryptis tolygiai sukasi, spinduliavimas yra apskritai poliarizuotas.

Kai sistemos elektrinis momentas kinta pagal sinuso dėsnį, taigi

$$\mu(t) = a \cdot \sin(\omega_0 t + \varphi),$$

tai

$$\frac{d\mu^2}{dt^2} = -a\omega_0^2 \cdot \sin(\omega_0 t + \varphi). \quad (41,4)$$

Šiuo atveju sistema spinduliuoja monochromatinę dažnumo $\nu_s = \frac{\omega_0}{2\pi}$ bangą, spinduliavimo stiprumas yra $\sim a^2 \nu_s^4$. O kada sistemos elektrinis momentas $\mu(t)$ yra periodinė dažnumo ω_0 , bet ne sinusinė laiko funkcija, tai išreiškę jį Furjė eilute

$$\mu(t) = \sum_f a_f \cdot \sin(f\omega_0 t + \varphi_f), \quad (41,5)$$

gauname, be pagrindinio, ir aukštesnių dažnumų ν_s ($f=1, 2, 3, \dots$) eilutės narius. Šiuo atveju sistemos spinduliavimas sudėtas iš daugelio monochromatinių bangų (spektro linijų), kurių dažnumas lygus $f\nu_s$, o jų šviesos stiprumas $\sim a_f^2 (f\nu_s)^4$.

Sistemos elektrinis momentas $\mu(t)$ gali kitėti aperiodiškai. Tada

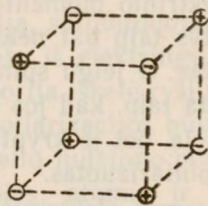
$$\mu(t) = \int_0^\infty a(\omega) \cdot \sin(\omega t + \varphi_\omega) d\omega. \quad (41,6)$$

Tokia sistema spinduliuoja ištisinį spektrą; spinduliuojamojo spektro šviesos stiprumas dažnumų tarpe tarp ν ir $\nu + d\nu$ yra $\sim a^2(\nu) \nu^4 \cdot d\nu$.

Elektromagnetinės bangos gali spinduliuoti ne tik dipolinės, bet taip pat kvadrupolinės bei multipolinės sistemos, turinčios du ir daugiau dipolinių momentų $\mu(t)$, kurie ilgainiui kinta. Kvadrupolinė (arba keturpolinė) sistema, trumpiau kvadrupolis (keturpolis), pavaizduota 64 pav. Jį sudaro du dipoliai, kurių



64 pav.



65 pav.

elektriniai momentai yra lygūs, bet nukreipti priešingomis kryptimis. Tokio kvadrupolio elektrinis momentas lygus nuliui. Kvadrupolis, kaip ir dipolis, aplinkoje sukuria elektrinį lauką, bet pastarasis yra žymiai silpnesnis už dipolio elektrinį lauką. Jei tokio kvadrupolio elektringos dalelės (elektros krūviai) juda, tai, ir dipoliniams momentams nekintant [$\Delta\mu(t)=0$], jis spinduliuoja elektromagnetines bangas. Vienok jo spinduliavimas yra daug $\left(\frac{\lambda}{l}\right)^2$ kartų silpnesnis už dipolio spinduliavimą. Čia λ — spinduliuojamosios elektromagnetinės bangos ilgis, l — sistemos tiesinis matmuo. Pvz., jei spinduliuojančioji sistema yra atomas, tai $l \approx 10^{-8}$ cm, $\lambda \approx 10^{-5}$ cm; tada $\left(\frac{\lambda}{l}\right)^2 \approx 10^6$. Dar silpniau spinduliuoja oktapolis, sudėtas iš 4 dipolių (8 polių) (65 pav.).

Tegu atskiras laisvas elektronas juda iš inercijos tiesiaiegiai ir tolygiai; tuomet jis nespinduliuoja. O kai jis juda netolygiai greičiu $\left(\frac{d^2r}{dt^2} \neq 0\right)$, tai jo aplinkoje susidaro kintamas (laiko atžvilgiu), bet neperiodinis elektromagnetinis laukas. Pastarasis, sklisdamas šviesos greičiu, erdvėje sukelia elektromagnetinį impulsą. Pvz., toks impulsas susidaro, stabdant elektroną, kai jis susiduria su antikatodu. Kadangi tokio impulso elektromagnetinis laukas yra neperiodinis, tai stabdomas elektronas išspinduliuoja ištisinį spektrą, kurio dažnumas kinta nuo tam tikro dažnumo ν iki be galo mažo dažnumo.

Vadinasi, pagal elektromagnetinę šviesos teoriją, elektrinių dalelių (osciliatoriaus) išspinduliuotas šviesos dažnumas yra lygus spinduliuojančios sistemos savajam dažnumui ν_s , o jos stiprumas proporcingas $a_f^2 (f\nu_s)^4$ (čia a_f yra Furjė eilutės narių koeficientai). Šios teorijos išvados gerai tiko tik palyginti mažų (radiotechninių, $\nu < 10^{12} \text{ s}^{-1}$) dažnumų srityje. Optinių ir dar didesnių ($\nu > 10^{12} \text{ s}^{-1}$) dažnumų srityje, pvz., elektronams atome judant periodiškai, eksperimentiniai ir teoriniai duomenys pradeda nebesutapti.

§ 42. KORESPONDENCIJOS PRINCIPAS

Kvantų teorijoje atomo spinduliuojamų spektro linijų dažnumą nusako Boro dažnumų postulatas:

$$\nu_{n_1 n_2} = \frac{E_1 - E_2}{h} = \frac{\Delta E}{h}; \quad (42,1)$$

čia n_1 ir n_2 yra atomo pradinio ir galinio būvių kvantiniai skaičiai. Bora parodė, kad nedidelių dažnumų, taigi didelių kvantinių skaičių, srityje abiejų, klasikinės ir kvantinės, teorijų nusakomų dažnumų reiškimai sutampa. Pagal Boro teoriją, vandenilio spektro linijų bangų skaičiai yra reiškami taip:

$$\nu_0 = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (42,2)$$

kur n ir n_1 yra kvantiniai skaičiai, nusakantieji atomo pradinį ir galinį energinį būvį. O elektromagnetinių bangų teoriją, elektronui skriejant apie branduolį, išspinduliuotos spektro linijos bangų skaičių ν_s išreiškia šitaip (20,5):

$$\nu_s = \frac{1}{c\tau} = \frac{2R}{n_1^3} \left(\text{arba } \frac{2R}{n^3} \right); \quad (42,3)$$

čia τ yra elektrono skriejimo periodas. Tokiu būdu, šių teorijų nusakomi spektro linijos bangų skaičiai ν_0 ir ν_s skirtingi. Bet (42,2) formulę galime taip išreikšti:

$$\nu_0 = R \frac{(n + n_1)(n - n_1)}{n^2 n_1^2}. \quad (42,4)$$

Kai $n - n_1 = \Delta n = 1$ ir $n \gg 1$, tai apytiksliai

$$v_0 \approx \frac{2R}{n^3} \approx \frac{2R}{n_1^3} = v_s.$$

Vadinasi, kai kvantiniai skaičiai yra dideli, spinduliuojamosios spektro linijos dažnumą bei bangų skaičių nusako toks pat reiškinys, taigi tarp abiejų, elektromagnetinės ir kvantų, teorijų nusakomų dažnumų turi būti atotikis. Jei $\Delta n > 1$, tačiau vis dar $n \gg \Delta n$, tai

$$v_0 = \frac{2R}{n^3} \Delta n \approx \frac{2R}{n_1^3} \Delta n = v_s \Delta n. \quad (42,5)$$

Pereinant elektronui į tolimesnes orbitas, spinduliuojamų spektro linijų dažnumai, išvedami kvantų teorijos, atitinka elektromagnetinių bangų teorijos nusakomus aukštesnių eilių (obertonų) keliamų svyravimų dažnumus.

Vadinasi, kai kvantiniai skaičiai yra labai dideli, abiejų teorijų nusakomi spektro linijų bangų skaičiai sutampa su dažnumais, ir turime *sutapimą*, arba *koincidenciją*, o kai kvantiniai skaičiai yra vidutinio dydžio, turime tik *atotikį* — *korespondenciją*. Tokia yra vadinamojo *korespondencijos principo* esmė.

Pagal korespondencijos principą, esant dažnumų korespondencijai, turėtų sutapti ir abiejų teorijų nusakomi spektro linijų intensyvumai bei jų poliarizacijos būviai. Elektromagnetinių bangų teorija išveda, kad f -tąjį aukštesnįjį dažnumą (obertoną) atitinkančios spektro linijos intensyvumas yra proporcingas $a_f^2 v_s^4 f^4$; čia a_f yra išreiškiančios atomo dipolinį momentą Furjė eilutės f -tojo nario koeficientas. Pagal Boro atomo teoriją, spektro linija išspinduliuojama, pereinant elektronui iš vienos stacionarinės orbitos į kitą, kai kvantinis skaičius pakinta dydžiu Δn . Spektro linijos intensyvumą nusako elektronų perėjimų tikimybė. Taigi šioje teorijoje spektro linijų intensyvumo klausimas yra statistinio pobūdžio. Boro kvantų teorija šio ir kitų panašių klausimų išspręsti nepajėgė.

Spektro linijų intensyvumo, poliarizacijos ir kitas būdingas spektro linijų ypatybes buvo bandyta nusakyti korespondencijos principu. Taikant jį, kvantiniai skaičiai yra dideli, dydį $a_f^2 v_s^4 f^4$ reikėtų laikyti proporcingu elektronų perėjimo tikimybei, kai

kvantinis skaičius pakinta dydžiu $\Delta n = f$. Taip skaičiuojant spektro linijų intensyvumą, buvo surastos ir kvantinių skaičių atrankos taisyklės.

Vadinasi, nors Boro teorija spektro linijų spinduliavimui taiko kvantų principą, bet, nusakydama jų intensyvumą, poliarizaciją ir kt., rėmėsi bangų teorija. Korespondencijos principo taikymas Boro teorijoje tarytum mažai derinosi su Boro teorijos iškeltu kvantų principu, ir atrodo, lyg grįžtama prie klasikinės elektromagnetinės bangų teorijos. Bet iš tikrųjų šis principas tik nurodė, kur elektromagnetinės bangų teorijos iškeltieji dėsningumai tinka ir neprieštarauja kvantų teorijos teiginiams; pvz., klasikinės (Niutono) mechanikos dėsniai neprieštarauja bendresnės reliatyvumo mechanikos principams, bet tinka tik aiškinti makropasaulio reiškiniams, kur kūnų judėjimo greitis yra mažas, palyginus su šviesos sklidimo greičiu vakuume.

Tiesa, Boro kvantų teorija turėjo ir silpnų vietų. Užtenka prisiminti pagrindinius Boro teorijos postulatus, kurie buvo grynai aksiominio pobūdžio ir nebuvo teoriškai pagrįsti; tą reikia pasakyti ir apie patį kvantavimą.

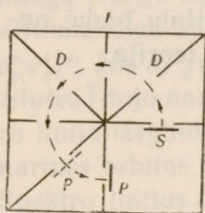
Ši ir kitos čia nepaminėtos silpnosios Boro kvantų teorijos vietos paskatino ieškoti naujų, griežtesnių ir logiškesnių kelių kvantų principui išreikšti. Beveik tuo pačiu metu (1926 m.) Šredingeris ir Heizenbergas paskelbė naujos kvantų teorijos pagrindus: Šredingeris — bangų mechanikos, Heizenbergas — kvantų mechanikos. Šios abi teorijos kvantavimą iškelia aikštėn jau kaip grynai matematinę problemą. Jos yra griežtesnės, bet, spręsdamos atominės fizikos klausimus matematiniu būdu, nustoja to vaizdumo, koku pasižymi Boro kvantų teorija.

VIII SKYRIUS

KVANTINĖS MECHANIKOS BRUOŽAI

§ 43. ELEKTRONŲ IŠBARSTYMAS DUJOSE. RAMZAUERIO TYRIMAS

Aiškinant kai kuriuos fizikos reiškinius, klasikinės fizikos vaizdinių nebeužtenka. Dalelių prigimtis yra žymiai sudėtingesnė, negu manė klasikinė fizika. Vienas iš tokių reiškinių buvo Ramzauerio 1921 m. susektas elektronų išbarstymas, skriejant jiems dujose. Susidurdami pakeliui su dujų atomais, elektronai iškreipiami iš pradinės judėjimo krypties; taigi elektronų srautas mažėja. Ramzauerio naudotą šiam tyrimui prietaisą pavaizduoja 66 pav. Keturkampiam inde I įtaisytos skersinės pertvaros D su plyšeliais, kurie išdėstyti apskritimu. Pertvaros pasiskirsto indą į atskiras sekcijas. Indas padedamas tarp magneto polių taip, kad emituoti šaltinio S elektronai skrietų skersai magnetinį lauką. Elektronai pagaunami padėto ties plyšeliais elektrodo P , kuris sujungiamas su elektrometru. Indas užpildomas tauriųjų dujų (He, Ar arba kitų). Matuojama taip. Šaltinio S emituoti ir pagreitinėti elektronai per plyšelį įlekia į pirmąją sekciją. Magnetinio lauko veikiami, jie skrieja apskrita trajektorija. Magnetinio lauko stiprumą H ir elektronų greitį v galime taip parinkti, kad elektronų trajektorijos kreivumo radiusas būtų lygus plyšelių nuotoliui nuo centro. Tada elektronai pralėks per visus plyšelius ir pasieks surenkamąjį elektrodą P , ir elektrometras įsielekt-



66 pav.

rins. Elektrometro rodyklės pakrypimas yra proporcingas elektrodo pagautų elektronų skaičiui. Lėkdami per dujas, elektronai, susidūrę su dujų molekulėmis, esti išbarstomi. Tyrimo duomenys parodė, kad išbarstytų elektronų skaičius priklauso ne tik nuo jų nueito kelio ilgio, bet ir nuo elektronų greičio.

Jau anksčiau buvo atrasta, kad, didėjant elektronų greičiui, o tuo pačiu ir jų energijai, jų išbarstymas silpnėja. Šie tyrimo rezultatai atitiko klasikinius išbarstymo vaizdinius, pagal kuriuos elektrono sąveika su dujų molekulėmis yra tuo silpnesnė, kuo trumpesnė sąveikos trukmė, taigi kuo didesnis elektronų greitis. Tačiau Ramzaueris surado, kad ir lėtieji ($E < 1$ eV) elektronai argone išbarstomi taip pat labai silpnai; mažos energijos elektronams dujos yra beveik laidžios. Taigi šiuose elektronų išbarstymo dujose reiškiniuose pasireiškia naujos — banginės dalelių savybės, kurių klasikinės fizikos vaizdiniai nepajėgia išaiškinti.

Praėjusių pro storio x dujų sluoksnį elektronų skaičiaus N santykis su visų kritusių į sluoksnio paviršių elektronų skaičiumi N_0 išreiškiamas taip:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-ax}. \quad (43,1)$$

Koeficientas a apibūdina elektronų srauto silpnėjimą, nuėjus jiems 1 cm ilgio kelią dujose; jis vadinamas *elektronų ir dujų molekulių sąveikos efektyviuoju skerspiūviu*. Elektronams lėtėjant, jis mažėja ir, turint elektronams tam tikrą greitį, pasidaro mažesnis net už dujų molekulių tikrąjį skerspiūvio plotą, surastą dujų molekulinės kinetinės teorijos.

Ištyrus elektronų išbarstymą dujose, buvo surasta, kad, skriejant elektronams pastoviu greičiu, a priklauso ne nuo barstancios medžiagos ypatybių ir ne nuo jos agregatinio būvio, o tik nuo jos tankio ϱ ir yra proporcingas jam; taigi santykis $\frac{a}{\varrho}$ yra pastovus dydis. Padidėjus arba sumažėjus elektronų greičiui, $\frac{a}{\varrho}$ staigiai mažėja (apytiksliai $\sim \frac{1}{v^4}$, greičiui didėjant).

Kadangi, esant pastoviam greičiui, $\frac{a}{\varrho}$ nepriklauso nuo barstancios medžiagos ypatybių, tai iš jo reikšmės galime apskaičiuoti molekulių ir elektrono sąveikos efektyvųjį skerspiūvį.

Elektronų sąveikos su dujų atomais efektyvųjį skerspiūvį galime susieti su kitu dalelių judėjimui aplinkoje būdingu parametru — jų *laisvuojų keliu* λ .

Tegu dalelė skrieja tarp chaotiškai pasiskirsčiusių kitų nejudamų dalelių, su kuriomis skriedama gali susidurti. Tada

tikimybė, kad skriejančioji dalelė nulėks kelią x nesusidūrusi, yra tam tikra x funkcija $f(x)$. Statistinėje fizikoje išvedama, kad

$$f(x) = e^{-ax}. \quad (43,8)$$

Taigi tikimybė nuskrieti elektronui dujose, nesusidūrus su molekulėmis, eksponentiškai mažėja, didėjant dujų sluoksnio storiui. Koeficiento a dimensija yra cm^{-1} . Pažymėkime elektrono vidutinio laisvojo kelio ilgį λ ; a yra atvirkščias dydis laisvajam kelio ilgiui:

$$a = \frac{1}{\lambda},$$

Tokiu būdu,

$$f(x) = e^{-\frac{x}{\lambda}}.$$

Dydžiui a galime suteikti ir tokią prasmę. a dimensija yra:

$$|a| = \frac{\text{cm}^2}{\text{cm}^3} = \text{cm}^{-1}.$$

Vaizduokime nejudančias išbarstančias daleles kaip radiuso r skritulėlius; skriejanti dalelė, pataikiusi į skritulėlį, susiduria ir nukrypsta. Šio skritulėlio plotas πr^2 ir yra išbarstymo efektyvusis piūvis. Jei tūrio vienetė yra n barstomųjų centrų, tai $n\pi r^2$ yra 1 cm^3 barstomųjų centrų plotas; $n\pi r^2$ dimensija yra cm^{-1} . Taigi

$$a \text{ cm}^{-1} = n\pi r^2 \frac{\text{cm}^2}{\text{cm}^3}; \quad (43,9)$$

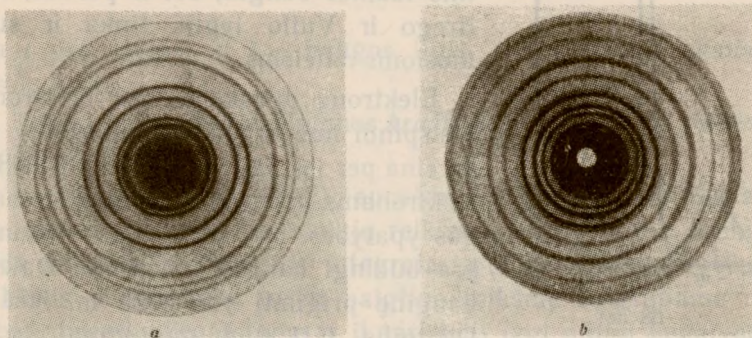
jį galime laikyti barstomosios medžiagos tūrio vieneto efektyviųjų skerspiūvių suma.

Dalelių srautas, eidamas per barstančios medžiagos (metalu folijos arba dujų) sluoksnį, silpnėja, nes dalelės, susidūrusios su barstančiomis dalelėmis, iš srauto iškrypsta. Jei į barstančios medžiagos paviršių krinta N_0 , o per sluoksnį pereina N dalelių, tai

$$N = N_0 e^{-ax} = N_0 e^{-n\pi r^2 x}. \quad (43,10)$$

Bangų intensyvumo mažėjimą, joms sklindant medžiaginėje aplinkoje, išreiškia lygiai tokia pat lygtis (III d. § 58). Ramzauerio efektui suprasti elektronams reiktų skirti banginę prigimtį ir jų išbarstymo reiškinių ypatybes aiškinti „rezonansu“.

Dalelių banginės ypatybės itin išryškėja elektronų išbarstymo reiškiniuose, kai elektronai eina per kristalinių medžiagų plonas plokšteles (folijas) arba atsispindi nuo jų. 1921 m. Devisonas ir Kemsdenas pastebėjo, kad kai kuriomis kryptimis elektronų išbarstoma žymiai daugiau (III d. § 91). Šis reiškinys yra



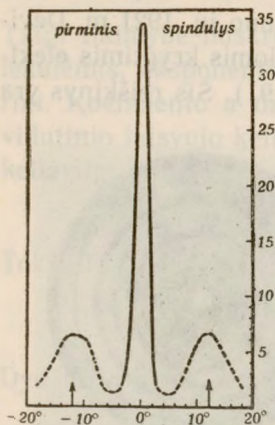
67 pav.

tuo ryškesnis, kuo didesni yra barstomosios medžiagos kristalai. Kiekybiškai elektronų išbarstymo priklausomybę nuo išbarstymo krypties bei barstančios medžiagos kristalų kristalografinės sistemos nustatė Devisonas ir Džermeris, ištyrę atsispindėjusių nuo nikelio (Ni) kristalo elektronų išbarstymą; jų gautieji išbarstymo vaizdai labai priminė rentgeno spindulių užlenkimo vaizdus. 67 pav. pavaizduota difrakcija: a) elektronų ($\lambda = 0,06 \text{ \AA}$), b) rentgeno spindulių ($\lambda = 1,54 \text{ \AA}$), einant jiems per sidabro foliją. Panašios elektronogramos gaunamos, užlenkiant greituosius ($17\,500 \div 56\,500$) eV ir lėtuosius (iki $1\,700$ eV) elektronus. Lėtųjų elektronų išbarstymą tyrė Tartakovskis.

Siuos elektronų išbarstymo reiškinius vadiname *elektronų difrakcija*, arba *užlenkimu*. Juos išaiškino Debroilis, iškėlęs bangos ir dalelės sudėtingą prigimtį, kurią vadiname „*bangadalelė*“ (III d. § 92).

Pagal Debroilio hipotezę, bangų ypatybėmis pasižymi ne tik elektronai, bet ir atomai bei jonai, apskritai, visos materialios dalelės. Nors atomų ir jonų fazinės bangos yra labai trumpos,

bet molekulinų spindulių interferencijos reiškinius galima matyti, spinduliams užsilenkus. 68 pav. kreivė vaizduoja helio atomų atspindėjimą nuo ličio fluorida kristalo paviršiaus.



68 pav.

Kreivėje šalia pagrindinės iškilos abiejose jos pusėse yra dvi mažesnės, užlenktų spindulių sukeltos iškilos. Molekulių spindulių difrakcija ne tik patvirtino fazinės bangos, bet ir parodė, kad Brego ir Vulfo lygtis tinka ir sunkiosioms dalelėms.

Elektronų difrakcijai, kai elektronai atsispindi nuo kristalinių plokštelių arba eina per jas, išaiškinti reikia priskirti elektronams ir, apskritai, dalelėms bangos ypatybes, nes difrakcijos reiškiniai yra būdingi bangos judėjimui. Dalelių banginę prigimtį yra 1924 m. iškėlęs Debroilis (III d. § 92). Pagal ją su

kiekviena judančia greičiu v dalele susiejama fazinė banga, kurios ilgis

$$\lambda = \frac{h}{p}; \quad (44,1)$$

čia h yra Planko konstanta, p — dalelės judėjimo kiekis; $p = mv$.

Fazinių bangų sklaidimą erdvėje aprašo antros eilės vienalytė diferencialinė lygtis (III d. (92,6))

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} [E - U]\psi = 0; \quad (44,2)$$

čia m yra dalelės masė, E bei U — jos visa bei potencialinė energija. Pastaroji lygtis yra pagrindinė kvantinės mechanikos lygtis, nusakanti dalelės judėjimą pastoviam laiko atžvilgiu jėgų lauke. Ją išvedė Šredingeris 1926 m.

Šios rūšies lygčių fizikoje pasitaiko dažnai. Pvz., su jomis susiduriame, nagrinėdami svyruojančiose stygose bei membranose stovinčių bangų klausimą. Pasirodo, kad svyruojančiose sistemose gali susidaryti ne bet kokie svyravimai. Jų svyravimų forma ir dažnumas priklauso nuo vadinamųjų kraštinių sąlygų, pvz., stygos galų bei membranos kraštų įtvirtinimo bū-

do. Esant tam tikroms kraštinėms sąlygoms, sistema svyruoja tik tam tikru dažnumu, ir joje susidaro tik tam tikros formos stovinčios bangos. Tokius sistemos svyravimus vadiname *savaisiais svyravimais*, o jų dažnumą — *savuoju dažnumu*. Pvz., įtvirtintoje stygoje susidaro tik tokie svyravimai, kurie tenkina šią sąlygą:

$$l = n \frac{\lambda}{2};$$

čia l yra stygos, o λ — bangos ilgis, n — sveikasis skaičius, $n = 1, 2, 3, \dots$

Tokios problemos vadinamos *kraštinųjų*, arba *savųjų*, *reikšmių problemomis*.

Šredingerio lygtis (44,2), aprašanti elektrono judėjimą atome, apskritai imant, yra savųjų reikšmių lygtis. Ji turi tenkinti tokią kraštinę sąlygą: jos integralas $\psi(x, y, z)$ turi būti viena-reikšmis ir tolydinis, turėti baigtinę reikšmę baigtiniame nuo atomo branduolio atstume ir ji turi būti lygi nuliui begalybėje. Tokių ypatybių integralą ši lygtis turi, tik esant tam tikram dažnumui ν arba turint atomui tam tikrą energiją E , nes $E = h\nu$. Šredingerio lygtyje pastoviu parametru yra visa atomo energija E , jo potencialinė energija priklauso nuo vietos. Šios energijos reikšmės yra *savosios*, o jas atitinkantieji lygties integralai $\psi(x, y, z)$ — *savosios funkcijos*, kurios vienareikšmiškai nusako atomo elektrono stacionarius būvius. Taigi reikia griežtai skirti apskritai bangos funkcijas nuo savųjų funkcijų, atitinkančių kvantuotas savąsias energijos reikšmes.

Tegu erdvėje laisvai sklinda greičiu v elektronų srautas ašies x kryptimi. Tokios sistemos potencialinė energija $U = 0$; taigi šiuo atveju elektronų judėjimą aprašo tokia lygtis:

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2} E\psi = 0, \quad (44,3)$$

čia E yra kinetinė elektronų energija. Toks klausimas nėra savųjų reikšmių problema, nes laisvų elektronų judėjimas nevaržomas jokių sąlygų. Diferencialinių lygčių teorija nurodo, kad bet kurią E reikšmę atitinka periodinės lygties integralas

$$\psi(x) = e^{ikhx}. \quad (44,4)$$

Irašę į lygtį (44,3) $\psi(x)$ išvestinę, surandame k :

$$k = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2mE} = \frac{2\pi p}{h} = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad (44,5)$$

čia p yra judėjimo kiekis, λ — laisvai skriejančio elektrono fazinės (Debroilio) bangos ilgis. Dydį k vadiname *bangos vektoriumi*. Taigi laisvo elektrono judėjimą aprašo tokia bangos funkcija:

$$\psi(x) = e^{\frac{2\pi i x}{\lambda}}. \quad (44,6)$$

Vadinasi, čia savųjų funkcijų neturime; laisvai skriejančią elektroną aprašo fazinė sinusinė banga, kurios ilgį nusako lygtis (44,1).

Atomų stacionarinių būvių savosios funkcijos $\psi(x,y,z)$ pasižymi tam tikromis ypatybėmis. Apskritai, savosios funkcijos yra kompleksinės. Padauginę ψ iš sujungtinio kompleksinio dydžio ψ^* , gauname realų dydį — $\psi\psi^*$ — *savosios funkcijos „normą“*.

Sredingerio lygtis yra vienalytė diferencialinė lygtis. Vadinasi, į jos sprendinį įeina pastovus dydis. Kad galima būtų palyginti skirtingas savąsias funkcijas, šiam dydžiui suteikiama tam tikra pastovi reikšmė, prilyginant savųjų funkcijų $\psi\psi^*$ integralą, apskaičiuotą visai erdvei, vienetui:

$$\int \psi\psi^* \cdot d\tau = \int |\psi|^2 \cdot d\tau = 1. \quad (44,7)$$

Savosios funkcijos yra *ortogonalinės*, t. y. savosios funkcijos ψ_m ir ψ_n , atitinkančios dvi skirtingas savąsias reikšmes E_m ir E_n , tenkina ortogonalumo sąlygą

$$\int \psi_m \psi_n^* \cdot d\tau = 0. \quad (44,8)$$

Sredingerio lygtis (44,2) aprašo tik atominės sistemos stacionarius, nepriklausančius nuo laiko būvius. Pereinamuosius, pvz., susijusius su spinduliavimu, absorbcija ir kt., procesus aprašo jau sudėtingesnė, priklausanti nuo laiko Sredingerio lygtis.

§ 45. KVANTINĖS MECHANIKOS TAIKYMAS OSCILIATORIUI IR ROTATORIUI

Kad parodytume, kaip kvantuojame, nustatinėdami savąsias reikšmes, imkime tiesinį harmoningą osciliatorių — svyruojančią apie pusiausvyros vietą elektringą dalelę, pvz., elektroną. Jo visa energija (I d. § 52)

$$E = 2\pi^2 \nu^2 m A^2,$$

o potencialinė energija

$$E_p = 2\pi^2 \nu^2 m A^2 \cdot \sin^2 2\pi \nu t = 2\pi^2 \nu^2 m x^2,$$

čia $x = A \cdot \sin 2\pi \nu t$. Taigi harmoningo tiesinio osciliatoriaus kvantinės mechanikos lygtis yra tokia:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} [E - 2\pi^2 \nu^2 m x^2] \psi = 0. \quad (45,1)$$

Pažymėkime:

$$\frac{8\pi^2 m}{h^2} E = \alpha$$

ir

$$\frac{4\pi^2 m \nu}{h} = \beta$$

ir įveskime naują kintamąjį ξ , kuris siejasi su x šitaip:

$$\xi = x \sqrt{\beta}.$$

Tuomet

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \beta \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} \quad (45,2)$$

ir

$$x^2 = \frac{\xi^2}{\beta}.$$

Padaliję (45.1) lygtį iš β , gauname:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \left(\frac{\alpha}{\beta} - \xi^2 \right) \psi = 0. \quad (45,3)$$

Reikia surasti šios lygties savąsias reikšmes.

Kad šiek tiek išsiaiškintume savųjų reikšmių klausimą, paimekime tokį pavyzdį. Turime funkciją

$$y = e^{-\frac{x^2}{2}}; \quad (45,4)$$

suraskime jos pirmąją ir antrąją išvestinę $\frac{dy}{dx}$ ir $\frac{d^2y}{dx^2}$:

$$\frac{dy}{dx} = -xy$$

ir

$$\frac{d^2y}{dx^2} = y(-1+x^2).$$

Taigi diferencialinės lygties

$$\frac{d^2y}{dx^2} + (a-x^2)y = 0 \quad (45,5)$$

integralas turi (45,4) funkcijos formą, kai $a=1$.

Lygties savoji reikšmė yra lygi vienetui. Jeigu dabar paimekime funkciją

$$y = 2xe^{-\frac{x^2}{2}}, \quad (45,6)$$

tai

$$\frac{dy}{dx} = 2e^{-\frac{x^2}{2}}(1-x^2)$$

ir

$$\frac{d^2y}{dx^2} = y(-3+x^2). \quad (45,7)$$

Vadinasi, $a=3$ yra (45,5) lygties savoji reikšmė, kurios integralas yra (45,6) lygtis. Ir, apskritai, (45,5) lygčių integralą galime taip išreikšti:

$$y = He^{-\frac{x^2}{2}}; \quad (45,8)$$

H turi tokias reikšmes: kai

$$a=1, H=1;$$

$$a=3, H=2x;$$

$$a=5, H=4x^2-2;$$

$$a=7, H=8x^3-12x \text{ ir t. t.}$$

Šios H reikšmės yra vadinamieji *Ermito polinomial*, kurie sudaromi pagal formulę:

$$H = (2x)^v - \frac{v(v-1)}{1} (2x)^{v-2} + \\ + \frac{v(v-1)(v-2)(v-3)}{1 \cdot 2} (2x)^{v-4} - \dots \quad (45,9)$$

čia v yra sveikasis skaičius, $v = 1, 2, 3, \dots$. Eilutė pasibaigia tada, kai vienas iš daugiklių pasidaro lygus nuliui. Padauginți iš $e^{-\frac{x^2}{2}}$ Ermito polinomial yra (45,5) lygties integralai, o nelyginiai sveikieji skaičiai $a = 2v + 1$ — savosios reikšmės.

(45,3) lygties savosios reikšmės yra taip nusakytos:

$$\frac{\alpha}{\beta} = 2v + 1.$$

Irašę α ir β reikšmes, gauname:

$$E = (2v + 1) \frac{h\nu}{2}. \quad (45,10)$$

Taigi kvantinėje mechanikoje tiesinio harmoningo osciliatoriaus energija yra energijos kvanto pusės kartotinė, t. y. ji lygi

$$\frac{h\nu}{2}; \frac{3h\nu}{2}; \frac{5h\nu}{2}; \dots$$

Osciliatoriaus mažiausia ($v=0$) energija nėra lygi nuliui. Paprastai kietųjų kūnų atomų, svyruojančių aplink tam tikrą pusiausvyros vietą, kinetinė energija reiškiasi kaip šiluminė energija. Kadangi osciliatoriaus mažiausia energijos reikšmė yra lygi $\frac{h\nu}{2}$, tai, ir esant absoliutinio nulio temperatūrai, kietieji kūnai turi tam tikrą energijos kiekį — *nulinio taško energiją*. Reikia pažymėti, kad kai kuriems nedarnumams pašalinti jau anksčiau Nernstas yra įvedęs nulinio taško energijos hipotezę; tačiau, pagal Boro kvantų teoriją, ši energija turi būti lygi nuliui.

Dabar imkime rotatorių — skriejančią aplink nejudamą centrą dalelę; jos nuotolis nuo centro yra visą laiką pastovus. Kai dalelė skrieja vienoje plokštumoje, turime *pastovios ašies*, o kai

ji skrieja rutulio paviršiumi — *laisvos ašies rotatorių*. Imkime pastarąjį. Nagrinėkime sistemą polinėje koordinatėse sistemoje. Skriejančios dalelės vieta nusakyta trimis koordinatėmis: r , θ ir φ . Polinėje koordinatėse sistemoje $\Delta\psi$ išreiškiamas taip:

$$\Delta\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial\psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial\psi}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2} \right]. \quad (45,11)$$

Kai $r = \text{const}$,

$$\Delta\psi = \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial\psi}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2} \right]. \quad (45,12)$$

Kadangi

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial\psi}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2} = -\Lambda\psi, \quad (45,13)$$

tuomet

$$\Delta\psi = -\frac{1}{r^2} \Lambda\psi. \quad (45,14)$$

Rotatoriaus potencialinė ir kinetinė energija yra pastovi. Pažymėkime kinetinę energiją E_k ; ji lygi:

$$E_k = E - E_p.$$

Tuomet jo kvantinės mechanikos lygtį tenka taip parašyti:

$$\Lambda\psi - \frac{8\pi^2m}{h^2} r^2 E_k \psi = 0. \quad (45,15)$$

Ši lygtis, kaip matome, turi formą $\Lambda\psi - a\psi = 0$. Tai yra rutulinių funkcijų diferencialinė lygtis. Jos integralas tik tuomet nėra lygus nuliui ir turi baigtinę reikšmę visame rutulio paviršiuje, kai

$$a = J(J+1);$$

čia J yra sveikasis skaičius; $J = 1, 2, 3, \dots$. Taigi

$$2, 6, 12, 20, 30, 42, 56 \text{ ir t. t.}$$

yra lygčių savosios reikšmės. Šiuo atveju (45,15) lygtis turi integralą, kai

$$\frac{8\pi^2mr^2E_k}{h^2} = J(J+1). \quad (45,16)$$

Iveskime impulso, arba mechaninį, momentą $p = mvr = I\omega$. Kadangi kinetinė energija yra lygi $\frac{1}{2}mv^2$, tai

$$\frac{1}{2}p^2 = \frac{1}{2}I^2\omega^2 = mr^2E_k.$$

Tuomet

$$\frac{4\pi^2p^2}{h^2} = J(J+1) \quad (45,17)$$

arba

$$|p| = I\omega = \frac{h}{2\pi} \sqrt{J(J+1)}. \quad (45,18)$$

Palyginę (45,18) lygtį su (20,2), matome, kad kvantinė mechanika kvantuoja mechaninį momentą ne taip, kaip Boro kvantų teorija; pastarojoje $p = mvr = n \frac{h}{2\pi}$, taigi santykis $\frac{2\pi p}{h} = n$ lygus sveikajam skaičiui 0; 1; 2, ... O kvantinėje mechanikoje šis santykis yra lygus 0; 1,4142; 2,4495; 3,4641, ... ir t. t. Bet svarbiausia yra tai, kad kvantinė mechanika įveda pusinius kvantinius skaičius. Kai potencialinė energija pastovi, bet kurių dviejų energijos reikšmių E_1 ir E_2 skirtumas

$$E_1 - E_2 = \frac{h^2}{8\pi^2mr^2} [J_1(J_1+1) - J_2(J_2+1)]. \quad (45,19)$$

Bet

$$J(J+1) = \left(J + \frac{1}{2}\right)^2 - \frac{1}{4};$$

taigi

$$E_1 - E_2 = \frac{h^2}{8\pi^2mr^2} \left[\left(J_1 + \frac{1}{2}\right)^2 - \left(J_2 + \frac{1}{2}\right)^2 \right]. \quad (45,20)$$

§ 46. VANDENILIO ATOMAS

Bent trumpai panagrinėkime, kaip bangų mechanika sprendžia atomų struktūros klausimą. Imkime paprasčiausią vandenilio atomą, sudėtą iš branduolio ir vieno elektrono. Jo potencialinė energija E_p , kaip žinome, yra lygi: $E_p = -\frac{e^2}{r}$; čia e yra elektrono (ir branduolio) elektros krūvis, r — elektrono nuotolis

nuo branduolio. Neliesdami šio klausimo bendriausio atvejo*, kai elektrono judėjimas sekamas erdvėje, imkime paprastesnį. Sakykime, kad elektronas skrieja aplink branduolį plokštumoje; tuomet jo vieta yra nusakoma dviem koordinatėmis r ir φ ; be to, laikykime r pastoviu ir sakykime, kad ψ nepriklauso nuo r . Tuomet vandenilio atomo elektrono judėjimo lygtis yra tokia:

$$\frac{d^2\psi}{d\varphi^2} + \frac{8\pi^2 m_e r^2}{h^2} \left(E + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0. \quad (46,1)$$

Bet šiuo atveju $\frac{e^2}{r} = -2E$, taigi (46,2)

$$\frac{d^2\psi}{d\varphi^2} - \frac{8\pi^2 m_e r^2}{h^2} E \psi = 0. \quad (46,3)$$

Šios lygties integralas turi tokią formą:

$$\psi_n = \psi_0 \begin{cases} \cos \\ \sin \end{cases} (n\varphi); \quad (46,4)$$

jos savąsias reikšmes sudaro visi teigiami ir tik kai kurie neigiami skaičiai. Vadinasi, energija gali turėti bet kurią teigiamą ir tik tokią neigiamą reikšmę, kuri tenkina šią lygtį:

$$E = - \frac{h^2}{8\pi^2 m_e r^2} n^2, \quad (46,5)$$

čia n yra sveikasis skaičius; $n=1, 2, 3, \dots$. Iš (46,2) lygties turime: $r^2 = e^4/4E^2$; įrašę tai į (46,5), gauname:

$$E_n = - \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^2} \frac{1}{n^2} \quad (46,6)$$

ir

$$r_n = \frac{h^2 n^2}{4\pi^2 m_e e^2} = r_0 n^2, \quad (46,7)$$

jei pažymėsime

$$r_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m_e e^2}.$$

* Bendriausiu atveju vandenilio atomo Sredingerio lygtis taip atrodo:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{8\pi^2 m_e r^2}{h^2} \left(E + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0;$$

čia r , ϑ ir φ yra elektrono polinės koordinatės erdvėje, E — atomo energija.

Šiuo atveju atomo energiją ir elektrono orbitos radiusą nusako tokios pat formulės, kaip ir Boro atomo teorijoje (20,4 ir 20,10). Vadinasi, kvantavimas čia iškyla aikštėn, sprendžiant diferencialinę lygtį, ieškant jos savųjų reikšmių. Tačiau čia kvantuojamos tik neigiamos energijos reikšmės. Teigiamos jos reikšmės nekvantuojamos, nes tuomet bet kuri parametro (energijos) reikšmė gali būti savoji lygčių reikšmė. Tai atitinka ir Boro teorijos išvadas; pagal jas, turime tik kvantuotas elipsines orbitas, kai energija yra neigiama; o hiperbolinės orbitos, kurios gaunamos, esant teigiamai energijai, visai nekvantuojamos.

§ 47. ψ -FUNKCIJOS INTERPRETACIJA

Taikant kvantinės mechanikos principą atomo struktūros klausimui spręsti, kaip matėme, nustatomi atomų kvantiniai energijos lygiai, suradus savąsias lygčių reikšmes; šie atitinka atomo spektrinius terminus, iš kurių surandami spektro linijų dažnumai. Tai padarė ir Boro kvantų teorija. Bet kvantinė mechanika, tinkamai interpretuodama ψ -funkcijos reikšmę, pajėgia išspręsti spektro linijų intensyvumo bei jų poliarizacijos klausimą. Pastarąjį Boro teorija sprendė netiesioginiu būdu, taikydama korespondencijos principą (§ 42). Paprasčiausiu atveju, kai vienas elektronas skrieja jėgų lauke, kuris visai nepriklauso nuo laiko, taigi sistemos energija E yra pastovi, kvantinės mechanikos lygties integralas turi formą (46,4)

$$\psi_n = \psi_0 \begin{cases} \cos \\ \sin \end{cases} (n\varphi), \quad (47,1)$$

o jo kompleksinė forma

$$\psi_n = \psi_0 e^{2\pi i v_n t}. \quad (47,2)$$

Čia v_n yra savasis dažnumas, apskaičiuotas iš E_n ; $v_n = \frac{E_n}{h}$; ψ_n , apskritai, gali būti kompleksinis dydis. Šis integralas, atitinkąs stacionarinį būvį n , nenusako atomo spinduliavimo, nes atomas spinduliuoja tik tuomet, kai pereina iš vieno stacionarinio būvio į kitą; be to, išspinduliuotos linijos dažnumas nusakomas kombinacijos principo, kitaip tariant, Boro dažnumų sąlyga:

$$v_{m,n} = v_m - v_n. \quad (47,3)$$

Tačiau Boro teorijoje nebuvo aišku, kodėl atomas nespinduliuoja stacionariniam būvyje.

Aiškindamas šį Boro postulatą ir ieškodamas tokio susijusio su atomo struktūra dydžio, kurio dažnumas visai tiksliai atitiktų spinduliavimo dažnumą, Šredingeris taip aiškino ψ -funkcijos prasmę. Funkcija $\psi_0 e^{2\pi i \nu t}$ yra norminė, vadinasi, ji tenkina tokią sąlygą (44,7):

$$\int \psi_n \psi_n^* \cdot d\tau = 1. \quad (47,4)$$

Čia ψ_n^* yra funkcija, sujungtinė su funkcija ψ_n , $d\tau$ — tūrio elementas; įvedus funkcijos ψ_n modulį,

$$\int |\psi_n|^2 \cdot d\tau = 1. \quad (47,5)$$

Funkcijos ψ_n reikšmė, apskritai, nėra lygi nuliui net ir toli esančiose nuo atomo branduolio vietose, nors toje erdvės vietoje, kur yra atomas, jos reikšmė yra didesnė. Padauginę abi (47,4) lygties puses iš elementaraus elektros kiekio e , gauname:

$$e = \int e \psi_n \psi_n^* \cdot d\tau. \quad (47,6)$$

Palyginus šią lygtį su

$$e = \int Q \cdot d\tau \quad (47,7)$$

lygtimi, dydžiui $e \psi_n \psi_n^*$ reikia skirti elektros tankio Q tūrio elemente $d\tau$ prasmę, kai šiame tūryje funkcija ψ turi reikšmę ψ_n . Taigi elektrono elementarus elektros kiekis e , kuris iki šiol buvo laikomas sukoncentruotas viename erdvės taške arba bent labai mažame erdvės tūryje, kvantų mechanikoje pasiskirsto visoje erdvėje (47,6) lygties nusakytu būdu. Toks vaizdavimas įgyja ypatingą prasmę šioje Šredingerio paskelbtoje hipotezėje: elektros kiekio tankio kitimas laiko atžvilgiu sukelia elektromagnetinį spinduliavimą, kuris vyksta pagal klasikinius spinduliavimo dėsnius, išvedamus elektrodinamikoje. Mūsų paimtame pavyzdyje e nepriklauso nuo laiko; elektros kiekis erdvėje yra pasiskirstęs pastoviai, ir jokio spinduliavimo neturime. Taip aiškinama, kodėl atomai, būdami bet kuriame energiniame būvyje, nespinduliuoja. Bendruoju atveju sistemos energija yra laiko funkcija;

antai, kai atomo elektroną veikia išorinis elektromagnetinis (elektromagnetinės bangos) laukas, sistemos energija priklauso nuo laiko. Tuomet elektros tankis q kvantinėje mechanikoje išreiškiamas taip:

$$q = e\psi\psi^*; \quad (47,8)$$

čia

$$\psi = \sum c_n \psi_n e^{2\pi i \nu_n t}; \quad (47,9)$$

taigi, atomui spinduliuojant,

$$q = e \sum_m \sum_n c_m c_n^* \psi_m \psi_n^* e^{2\pi i (\nu_m - \nu_n) t}. \quad (47,10)$$

Vieni šios sumos nariai (kurių $n=m$) nepriklauso nuo laiko, o kiti (kurių $n \neq m$) priklauso nuo jo. Pastarieji nusako q kitimą, taigi atomo spinduliavimą. Šiuo atveju dažnumų skirtumas $\nu_m - \nu_n$ nusako emituoto spinduliavimo dažnumą; šis iškyša aikštėn, kaip matome, gana savotiškai: $\nu_m - \nu_n$ išreiškia dažnumą mušimų, kurie susidaro dėl stacionariųjų būvių savųjų dažnumų ν_m ir ν_n skirtumo.

Iš Šredingerio hipotezės išeina, kad energija spinduliuojama pagal elektrodinamikos dėsnius; taigi ir išspinduliuotų spektro linijų intensyvumas bei jų poliarizacija gali būti surasti, taikant šviesos bangų teorijos išvadas. Taip apskaičiavęs vandenilio spektro linijų intensyvumą ir poliarizaciją, Šredingeris įsitikino, kad gautieji rezultatai visai gerai atitinka eksperimentinius duomenis.

Pirmoji Šredingerio funkcijos interpretacija, kuri leido skaičiuoti spektro linijų intensyvumą, jų poliarizaciją ir pateisino atrankos taisyklę, nebuvo visiškai darni. Štai kad ir tokie dalykai. Pagal minėtąją interpretaciją, atomas spinduliuodamas turi tuo pačiu metu turėti skirtingus energinius būvius: pvz., jei atomas spinduliuoja $\nu_m - \nu_n$ dažnumo liniją, tai abu, m - ir n -tasis, energiniai būviai turi atome reikštis. Antras šios interpretacijos neaiškumas yra elektros kiekio išsiskirstymas erdvėje, nors jis ir nėra sukoncentruotas viename taške, bet potencialinė energija — $\frac{e^2}{r}$ skaičiuojama pagal Kulono dėsnį, kuris kaip tik yra išvestas taško pavidalo elektros kiekiams. Be to, padau-

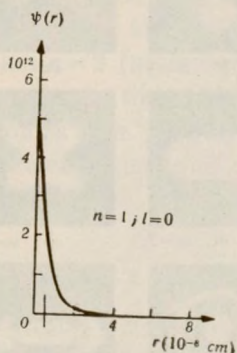
ginę (47,4) lygtį iš bet kurio pastovaus, susieto su atomu, fizikinio dydžio, pvz., iš elektrono masės m_e arba jo energijos E , ir lygiai taip pat samprotaudami, gautume išvadą, kad masė m_e arba energija E pasiskirsto erdvėje; tuomet masės arba energijos tankį nusakytume lygiai taip pat: $m_e \psi_n \psi_n^*$ arba $E \psi_n \psi_n^*$.

Todėl Bornas įvedė bendresnę sąvoką — *tikimybės tankį*, kurį nusako $\psi_n \psi_n^*$; tuomet $e \psi_n \psi_n^* \cdot d\tau$ arba $m_e \psi_n \psi_n^* \cdot d\tau$ ir pan. reiškia tikimą elektros kiekį, tikimą masę tūrio elemento $d\tau$, kurio ψ -funkcija turi reikšmę ψ_n . Tikimybė, kad elektros kiekis e bus sukonzentruotas tūrio elemente $d\tau$, bus lygi $\psi_n \psi_n^* \cdot d\tau$. Funkcija ψ_n vadinama *tikimybės amplitude*, jos modulio kvadratas nusako *tikimybės dydį* tūrio vieneto atžvilgiu. Ši interpretacija pašalina dalį nedarnumų. Tuomet elektronas lieka sukonzentruotas taške, kaip ir anksčiau, tik jo vieta erdvėje nėra griežtai nusakyta; ψ -funkcija padeda nusakyti tikimybę, kad jis bus paimtame tūrio elemente; ši tikimybė yra lygi $|\psi_n|^2 \cdot d\tau$, jei iš anksto žinoma, kad atomas yra n -tame energiniame būvyje, arba $|\psi|^2 \cdot d\tau$, kai visiškai nenurodoma atomo energinių būvių. Taip interpretuojant, funkcija $|\psi|^2$ išreiškia paskirstymo erdvėje arba per tam tikrą laiką tikimybę; jei elektriniame lauke bus daug vienodų atomų, tai $|\psi|^2 \cdot d\tau$ reikš santykinį elektronų skaičių paimtame elementariame tūryje $d\tau$; bet jeigu stebėsime ilgesnį laiką tik vieną atomą, tai šis dydis reikš, kad tiek laiko elektronas bus šiame tūrio elemente. Panašiai interpretavo Bornas ir $c_n c_n^*$ sandaugą, įeinančią į (47,10) formulę. Ši sandauga (arba c_n modulio kvadratas) yra proporcinga dydžiui, kuris rodo tikimybę, kad elektronas yra n -tame energiniame būvyje.

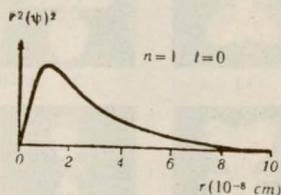
Statistinė ψ -funkcijos interpretacija pašalina ir tą nedarnumą, kad spinduliuodamas atomas turi būti dviejuose energiniuose būviuose, nes pagal šią interpretaciją numatoma tik tai, kad gali būti skirtingi stacionariniai energiniai būviai; bet kurio iš jų tikimybė yra nusakoma taip, kad jų tikimybių suma lygi vienetui. Bet atomas tam tikru akimirksniu esti tik viename energiniame būvyje.

Kvantinėje mechanikoje kvantiniai skaičiai iškyla aiškiai kaip paprasti parametrai. Ši teorija kvantavimą pagrindžia logiškiau, bet vaizdus Boro atomo modelis čia netenka vaizdumo. Boro atomo teorija kalbėjo apie stacionarines skriejančio aplink

branduolį elektrono orbitas, kurias nusako kvantiniai skaičiai; čia tokių griežtų elektrono orbitų nebeturime. Kadangi funkcija $|\psi|^2 \cdot d\tau$, reiškianti, kaip minėjome, tikimybę, kad elektronas bus paimtame tūrio elemente, yra tik begalybėje lygi nuliui, tai elektroną galime užtikti bet kuriame erdvės taške, kuris nebus be galo nutolęs nuo branduolio. Tikimybė, kad elektronas bus tame ar kitame erdvės taške, nėra visiems taškams vienoda.

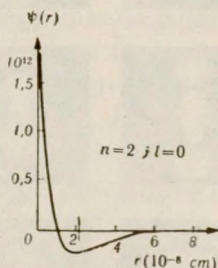


69 pav.

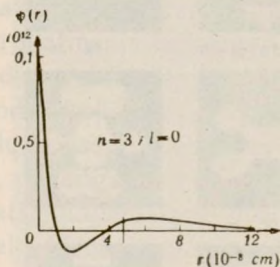


70 pav.

69 pav. vaizduoja vandenilio atomo ψ -funkcijos priklausomybę nuo nuotolio (kai $n=1$); nuotolio vienetu imamas Boro pirmojo apskritimo radiuso ilgis $r_0=0,532 \cdot 10^{-8}$ cm. $\psi(r)$ reikšmė yra didžiausia, kai nuotolis $r=0$; taigi tuomet ir $|\psi(r)|^2$ turėtų turėti didžiausią reikšmę. Iš čia reiktų padaryti išvadą, kad elekt-



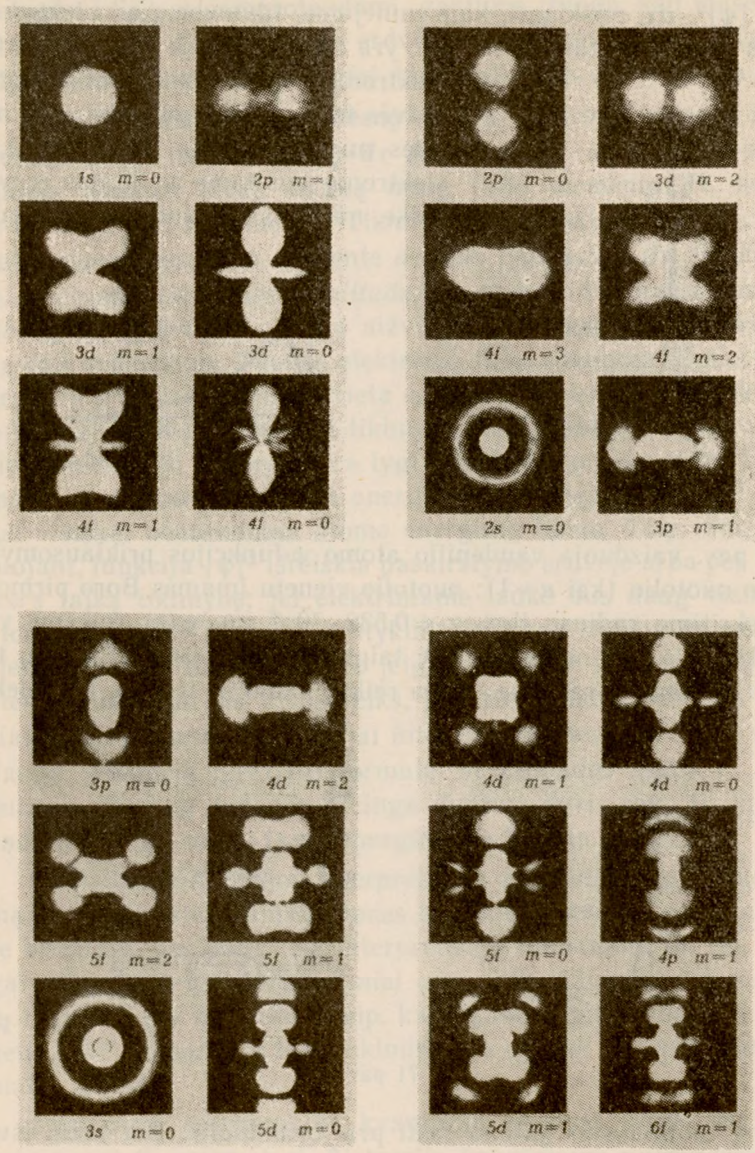
a



b

71 pav.

roną tikimiausiai galima rasti prie branduolio. Bet tokia išvada būtų klaidinga. Nusakant tikimybę, kad elektronas bus nuotolyje nuo branduolio tarp r ir $r+dr$, reikia turėti galvoje ir tūrio sąlygas. Jei išbrėžtume du koncentriškus radiusų r ir $r+dr$



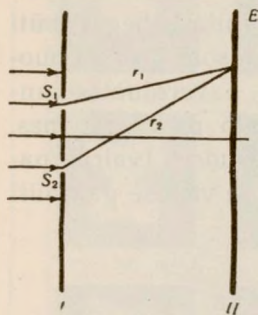
72 pav.

rutulius, tai tarp jų paviršių uždarytas erdvės tūris būtų lygus $4\pi r^2 \cdot dr$; tuomet tikimybė būtų lygi $4\pi |\psi|^2 r^2 \cdot dr$. Nustatant tikimiausią elektrono vietą, reikia imti sandaugą $r^2 |\psi|^2$. Jos dydžio priklausomybę nuo nuotolio vaizduoja 70 pav. kreivė. Didžiausią reikšmę $r^2 |\psi|^2$ turi, kai $r=r_0$. Tai mums šiek tiek priima Boro apskritimą, tačiau apie griežtą orbitą nebegali būti kalbos. 71 pav. kreivės vaizduoja $\psi(r)$ priklausomybę nuo nuotolio, kai $n=2$ (a) ir $n=3$ (b) ($l=0$). 72 pav. pavaizduotas vandenilio atomo tikimybės rūko ($r^2 |\psi|^2$) tankio pasiskirstymas, kai atomas yra įvairiuose energiniuose būviuose. Įvairių paveikslų vietų šviesumas rodo tikimybę, kad tose vietose gali būti elektronai.

§ 48. NEAPIBRĖŽTUMO NELYGYBĖ

Elektronų bei atomų difrakcijos reiškiniai iškėlė savotiškai dvilypę („banga-dalelė“) dalelių prigimtį, su kuria („banga-fonas“) jau susidūrėme, aiškindamiesi šviesos reiškinius, pvz., fotoelektrinį efektą, rentgeno spindulių išbarstymą ir kt. Kad būtų išvengta bangos (tolydumo) bei dalelės (diskretiškumo) aspektų priešingumo, buvo bandyta dalelę pavaizduoti kaip tam tikru būdu sudarytą bangų paketą, atitinkamai parinkus nedideliame intervale bangų dažnumą. Tokio bangų paketo, arba grupės, grupinis greitis būtų lygus nusakomo to paketo dalelės judėjimo greičiui. Tačiau toks paketas, sklisdamas dispersinėje aplinkoje, plinta, keisdamas savo matmenis ir formą, kol pagaliau visai suyra ir išnyksta, nes dispersinėje aplinkoje skirtingo dažnumo bangos sklinda nevienodu greičiu; o jo aprašoma dalelė neišnyksta. Be to, tokiu būdu aprašyti elementarių dalelių negalime, nes šios yra nedalios, o banga dviejų skirtingų aplinkų riboje pasiskirsto į dvi — atsispindėjusią ir lūžusią, eidama pro kristalą suskyla į daugelį difrakcinių spindulių pluoštelių. Šiuose reiškiniuose dalelė išlieka nesusiskaidžiusi, jei ji arba atsispindi, arba pereina į antrą aplinką. Tačiau tokiu atveju tarp dalelės ir bangos gali būti tik statistinis ryšys: bangos amplitudės kvadratas (A^2), kuris nusako bangų intensyvumą, turi būti tikimybės, kad dalelė bus šioje vietoje, matas. Dalelės ir bangos statistinį ryšį galime paaiškinti tokiu interferencijos tyrimu. Tegu per dvi difrakcijos aneles S_1 ir S_2

(73 pav.) krinta plokščia banga. Ekrane E matome šviesias ir tamsias interferencijos juostas (III d. § 34). Kad suprastume, kaip tos interferencijos juostos susidaro, kada dalelės (pvz., elektronai) nedalios, įsivaizduokime labai silpną jų srautą. Sa-



73 pav.

kykime, kad ekranas registruoja atskirų dalelių smūgius. Tuo atveju iš pradžių ekrane matome chaotiškai pasiskirsčiusius dalelių pėdsakus — šviesias dėmeles. Ir tose vietose, kur yra šviesiosios interferencijos juostos, šviesių dėmelių yra daugiau. Dalelių srautui veikiant ilgesnį laiką, atskiri dalelių pėdsakai ekrane susilieja į šviesią interferencijos juostą. Atseit, šviesi interferencijos juosta esti toje vietoje, kur dalelės susiduria su ekranu dažniau, o tamsi — kur jų smūgiai tepasitaiko retai.

Taikydami šią išvadą vienai dalelei, galime teigti, kad tikimiausiai dalelė atsiduria ten, kur bangos lauko amplitudė yra didžiausia.

Debroilio bangų prasmės statistinis aiškinimas leidžia teorinių tyrimų rezultatus sieti su eksperimentiniais duomenimis. Tačiau elementarių, arba mikro, dalelių prigimtis pasilieka neišaiškinti. Mikrodalelių sukeltus reiškinius aprašome bangų ir dalelių aprašymo metodais. Tačiau bangos ir dalelės aspektai yra ne tik skirtingi; kartais jie vieni kitiems prieštarauja; pvz., banga, savo esme išreiškianti tolydumo požymį, yra griežta priešybė dalelei, kuri išreiškia diskretiškumo požymį. Mikrodalelių prigimtis turi būti vientisa, taigi jos nėra nei bangos, nei dalelės prigimtys. Ši prigimtis yra sudėtingesnė, ir ją išsamiai apibūdinti vienu kuriuo iki šiol fizikoje vartotu būdu neįmanoma. Mikrodalelei negalima priskirti nei visų bangos, nei visų dalelės ypatybių. Pvz., mikrodalelės banginės ypatybės jau apriboja jos, kaip dalelės, ypatybes, ir atvirkščiai. Iškelkime tuos apribojimus aiškiau.

Klasikinė mechanika bet kuriai dalelei skiria tokią ypatybę: tam tikru momentu ji užima griežtai nusakytą vietą erdvėje ir turi tam tikrą greitį, taigi griežtai nusakytą judėjimo kiekį $p = mv$. Atseit, dalelės arba, apskritai, sistemos būvis yra tiksliai nusakytas. Banginės mikrodalelės ypatybės jau apriboja

tokią galimybę. Ši apribojimą Heizenbergas nusakė *neapibrėžtumo nelygybe*, kuri tvirtina, kad tuo pačiu laiku iš principo negalima tiksliai išmatuoti judančio taško vietos — koordinatės q ir jo greičio v arba judėjimo kiekio $p = mv$. Kai Δq yra q matavimo paklaida, o $\Delta p = p$ paklaida, tai negalima ištirti taip, kad šios paklaidos būtų tiek mažos, jog $\Delta q \cdot \Delta p < h$; tačiau ir idealiomis sąlygomis visuomet

$$\Delta q \cdot \Delta p \geq h, \quad (48,1)$$

čia h yra veikimo kvantas. Jei h būtų nykstamai mažas dydis, tai tada ir Δp su Δq galėtų būti nykstamai maži dydžiai. Todėl suprantama, kodėl makroskopinių sistemų, kur h yra palyginti labai mažas, abi koordinatės galime išmatuoti norimu tikslumu. Tačiau atominėms sistemoms h nėra labai mažas dydis; ir šiuo atveju, kai viena iš koordinačių, pvz., vietos koordinatė q , yra matuojama tiek tiksliai, kad Δq yra labai mažas, antrosios koordinatės p matavimo paklaida Δp tuomet yra didelė, ir atvirkščiai. Pvz., dalelės masė lygi 10^{-6} g ir jos vietos koordinatė q matuojama tikslumu 10^{-5} cm ($0,1 \mu$). Tada mažiausia jos greičio matavimo paklaida yra šio dydžio:

$$m \cdot \Delta v \cdot \Delta q = h = 6,6252 \cdot 10^{-27} \text{ erg s.}$$

Iš čia

$$\Delta v = 6,6252 \cdot 10^{-16} \text{ cm s}^{-1}.$$

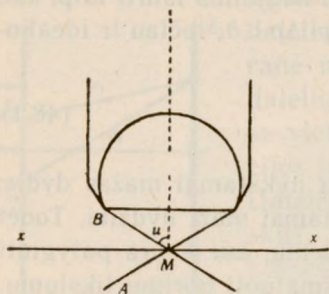
Atseit, dar regimos mažiausios dalelės greičio matavimo paklaida bus tiek maža, kad nepajėgsime jos susekti; ši dalelė yra dar „makroskopinė“. Taigi neapibrėžtumas reiškiasi tik žymiai mažesnėse sistemose.

Kai sistema yra nusakoma didesniu sujungtinių koordinačių skaičiumi, atitinkamai koordinačių porai p_h ir q_h galioja ši nelygybė:

$$\Delta q_h \cdot \Delta p_h \geq h. \quad (48,2)$$

Neapibrėžtumo fizikinė priežastis glūdi štai kur. Matuodamas tą ar kitą dydį, stebėtojas pakeičia sistemos būvį. Pasirodo, kad atskirti matuojamąją sistemą nuo matuojamosios priemonės negalima. Ši matuojamosios priemonės reakcija ir sukelia neapibrėžtumą. Pastarojo kilmę galime pailiustruoti tokiu pa-

vyzdžiu. Tegu laisva materiali dalelė M juda tiese xx (74 pav.). Pabandykime kiek galima tiksliau išmatuoti jos vietą. Tegu ji yra sudėta iš mums žinomų mažesnių dalelių, sakykime, elektronų. Dalelę stebėsime mikroskopu. Per mikroskopą du taškai dar matomi atskirai, kai jų nuotolis (III d. § 29)



74 pav.

$$q = \frac{\lambda}{2n \cdot \sin u}; \quad (48,4)$$

čia λ yra nušviečiančios bangos ilgis, n — aplinkos lūžio rodiklis, u — kampas, kuriuo matome objektyvo radiusą. Ši formulė nusako vietos matavimo netikslumą. Jis yra tuo didesnis, kuo didesnis yra λ , o n — mažesnis; vakuume $n=1$.

Nušvietę trumpų bangų šviesa (pvz., rentgeno arba γ -spinduliais) ir stebėdami didžiausios apertūros mikroskopu, išmatuojame dalelės vietą tiksliau. Bet, šviesdami trumpų bangų šviesa, gauname Komptono efektą (III d. § 65). Šviesos kvantas $h\nu$, susidūręs su elektronu, dalį savo judėjimo kiekio atiduoda elektronui. Judėjimo kiekis pasikeičia daugiausia tada, kai fotonas, sklindąs iš pradžių kryptim AM , susidūręs ir atsispindėjęs, nueina kryptimi MB . Kritusio fotono judėjimo kiekio dedamoji kryptim xx prieš smūgį yra lygi $\frac{h\nu}{c} \sin u$; taigi visas judėjimo kiekio pakitimas yra lygus $2\frac{h\nu}{c} \sin u$. Tiek yra netiksli koordinatė p ; taigi

$$\Delta p = 2\frac{h\nu}{c} \sin u = \frac{2h}{\lambda} \sin u. \quad (48,5)$$

Vadinasi,

$$\Delta q \cdot \Delta p = h.$$

Ilgesnių bangų, pvz., regimosios ir infraraudonosios, šviesos Komptono efektas yra labai mažas. Nušvietę šia šviesa, gautume paklaidą Δp mažesnę. Tačiau tuomet padidėtų paklaida Δq , nes per mikroskopą bus atskirai matomi tik žymiai daugiau nutolusių taškų atvaizdai.

Neapibrėžtumo nelygybė dažnai aiškinama neteisingai, stengiantis pagrįsti klaidingas idealistines filosofijos išvadas. Daž-

nai mikrodalelės laikomos labai sumažintomis makrodalelėmis ir joms priskiriama bet kuriuo momentu tam tikros griežtai nusakytos vietos koordinatės ir impulsas. Tuo tarpu neapibrėžtumo nelygybės nusakomas dėsniumas tvirtina, kad negalima griežtai nuskaiti mikrodalelės parametrų. Taigi laikyti mikrodaleles labai smulkiais makrodalelėmis klaidinga ir fizikiniu, ir filosofiniu požiūriu.

Kad toks mikrodalelių ypatybių aiškinimas yra neteisingas fizikiniu požiūriu, galime pailiustruoti šiuo pavyzdžiu. Prisiminime šviesos spindulių, kai jie eina per du plyšius, difrakcijos reiškinį. Ekrane arba fotoplokštelėje gauname tam tikrą interferencijos vaizdą. Panašų vaizdą ekrane gauname ir tada, kai per du plyšius eina elektronų pluoštas. Uždengę vieną kurį plyšį, matome visai pakitusį interferencijos vaizdą (jei plyšiai yra pakankamai platus, matysime jų atskirus atvaizdus). Taigi interferencijos vaizdas, einant šviesos spindulių arba elektronų pluoštui pro abu plyšius, visiškai skiriasi nuo interferencijos vaizdo, kai šis pluoštas eina tik per vieną plyšį. Dviejų plyšių interferencijos vaizdas nėra paprasta suma vaizdų, gaunamų, einant pluoštui per atskirus plyšius. Šio reiškinio negalime išaiškinti, priskyre elektronams visas makrodalelių ypatybes, taigi, manydami, kad bet kuriuo momentu dalelė turi griežtai nusakytas vietos koordinatas ir impulsą. Pastaroji dalelė tegali pereiti per vieną tam tikrą plyšį. Antras plyšys neturi jokios įtakos dalelės judėjimo trajektorijai. Tuo tarpu, esant atidarytiems vienam arba dviem plyšiams, mikrodalelės juda visai skirtingai, jos neturi griežtai nusakytos trajektorijos. Vadinasi, jos nėra labai smulkios makrodalelės, ir jų ypatybės yra visai kitokios negu makrodalelių. Neapibrėžtumo nelygybė netrukdo mikropasaulio pažinimo, kaip neteisingai tvirtina idealistinės pakraipos filosofai. Ji apriboja tik klasikinės, iš esmės makrodalelių, mechanikos taikymą, aiškinant mikropasaulio reiškinius. Klasikinė mechanika, aprašydama bet kurios makroskopinės dalelės būvį, reikalauja tiksliai pažinti q_i ir p_i . Mikrodalelės taip aprašyti negalima, nes jos prigimtis yra tokia, kad joms nėra būdingas toks jos būvio nusakymas; tikslus mikrodalelės koordinačių ir impulso nusakymas netenka bet kurios fizikinės prasmės.

Kitas klaidingas neapibrėžtumo nelygybės aiškinimas pervertina stebėtojo vaidmenį. Tvirtinama, kad kvantinė teorija

tirianti tokius procesus, kurie kyla, tik stebint juos, ir kurių visai nėra, jei jų nestebime. Ir tik klasikinė mechanika tirianti objektyvius reiškinius, vykstančius erdvėje ir laike. Tačiau iš tikrųjų kvantinė teorija tiria ne stebėtojo, bet matuojamosios priemonės įtaką matuojamajam objektui. To prietaiso poveikis objektui yra fizikinių kūnų sąveikos, taigi objektyvaus proceso, rezultatas, o pats stebėtojas, kaip ir klasikinėje fizikoje, jokio ypatingo vaidmens nevaidina. Neapibrėžtumo nelygybę iškelia mikrodalelių savitos ypatybės, kurios verčia, jas aprašant, naudotis bangos ir dalelės aprašymo metodais.

Pagaliau kartais tvirtinama, kad neapibrėžtumo nelygybė paneigianti priežastingumo principą mikropasaulyje. Priežastingumo principas yra tas, kad, žinant sistemos būvį bet kuriuo momentu, galima nusakyti jos būvį (q ir p) bet kuriuo tolimesniu laiku. Vis dėlto neapibrėžtumo nelygybė rodo, kad koordinatės ir impulsą tegalima išmatuoti apytikriai ir jų matavimo paklaidos gali būti tik tokios, kad $\Delta p \cdot \Delta q \geq h$. Iš to daroma išvada, kad, kaip tvirtina priežastingumo principas, tiksliai nusakyti sistemos ateities būvį negalima.

Tokia išvada yra neteisinga todėl, kad sistemos būvis kvantinėje mechanikoje nusakomas skirtingai negu klasikinėje mechanikoje. Kvantinėje mechanikoje sistemos būvį nusako banginė funkcija ψ , trumpiau ψ -funkcija, kuri yra vien tik koordinatčių ir laiko arba vien tik judėjimo kiekio ir laiko funkcija. Žinodami ψ -funkcijos reikšmę pradžiniu laiku ($t=0$), galime nusakyti ir jos reikšmę bet kuriuo kitu laiku. Taigi ir kvantinėje mechanikoje galioja priežastingumo principas. Tik tą principą reikia suprasti giliau, turint galvoje visuotinį gamtos reiškinių ryšį. Aiškinant priežastingumo principą, reikia atsiminti, kad bet kurioje mikrosistemoje gali vykti ne tik kiekybinių, bet ir kokybinių pakitimų, kad kiekybė virsta nauja kokybe.

Uždaviniai

1. Dujų tekėjimo iš krosnies per angelę greitis $v = \frac{1}{4} \bar{c}$, kur $\bar{c}$ vidutinis dujų molekulių greitis. Reikia:

a) išreikšti tekančių per angelę molekulių fazinės bangos ilgį; [Ats. $\lambda = h \sqrt{\frac{2\pi}{mkT}}$]

b) apskaičiuoti helio molekulių fazinės bangos ilgį, esant temperatūrai $T=300^\circ\text{K}$; [Ats. $\lambda=3,14 \text{ \AA}$]

c) koku prietaisu galima būtų išmatuoti helio molekulių fazinės bangos ilgį?

2. Elektronų srautas, turintis energiją $E=240 \text{ eV}$, krinta 30° kampu į platinos paviršių. Elektronų energija platinoje $U=12 \text{ eV}$. Reikia apskaičiuoti:

a) elektronų lūžimo rodiklį platinoje; [Ats. $n=1,025$]

b) lūžimo kampą; [Ats. $r=29^\circ$]

c) elektroninių bangų sklidimo greitį platinoje; [Ats. $u=9,5 \cdot 10^{11} \text{ cm/s}$]

d) elektronų greitį platinoje. [Ats. $v=9,45 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$]

3. Vandens paviršiuje plūduriuojančios mažos dalelės, kurios masė $m=10^{-12} \text{ g}$, vieta x išmatuota $\Delta x=10^{-4} \text{ cm}$ tikslumu. Kaip tiksliai bus išmatuotas jos greitis? [Ats. $\Delta v=6,6 \cdot 10^{-11} \text{ cm s}^{-1}$]

4. Ra spinduliuojamos α -dalelės energija $E=4,8 \cdot 10^6 \text{ eV}$. Kaip tiksliai nustatę α -dalelės vietą, galime nebėti jos judėjimo kiekio p neapibrėžtumo Δp , palyginus su paties judėjimo kiekio dydžiu? [Ats. Sakykime, kad $\Delta p=10^{-3}p$ galime jau nebėti, tai Δx turi būti 10^{-10} eilės]

5. Klasikinė Niutono mechanika nebetaikoma, kai sistemos fazinės (Debroilio) bangos ilgis yra sistemos tiesinių matmenų eilės. Ar galima taikyti ją vandenilio atomui, priimant, kad elektronas juda apskrita orbita, kurios radiusas $r=0,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$, ir kad jo judėjimo kiekio momentas yra lygus $\frac{h}{2\pi}$? [Ats. Elektrono fazinės bangos ilgis λ yra tos pačios eilės, kaip ir vandenilio atomo tiesinis matmuo; taikyti nebegalima]

6. Klasikinės (Niutono) mechanikos negalime taikyti sistemai, kurios fazinės bangos ilgis yra tokios pat eilės, kaip ir sistemos tiesiniai matmenys. Ar galima taikyti tą mechaniką vandenilio molekulei, laikant ją tiesiniu osciliatoriumi? Molekulė yra šiluminėje pusiausvyroje 300°K temperatūroje. Jos atomų vibracijos dažnumas $\nu=10^{14} \text{ s}^{-1}$.

IX SKYRIUS

NATŪRALUS IR DIRBTINIS RADIOAKTYVUMAS

§ 49. RADIOAKTYVIŲJŲ MEDŽIAGŲ SPINDULIAVIMAS

1896 m. H. Bekerelis atrado, kad urano druskos visą laiką spinduliuoja ypatingus spindulius, kurie jonizuoja orą bei kitas dujas, veikia fotografijos plokštelę ir verčia švytėti fluorescuojančius ekranus. Vėliau buvo atrasta daugiau panašių savybių medžiagų. Šios medžiagos yra vadinamos *radioaktyviosiomis*, o pats reiškinyss — *radioaktyvumu*.

Be Bekerelio, radioaktyvumo reiškinius tyrė P. ir M. Kiuri. 1898 m. jie pagamino dviejų naujų labai stiprių radioaktyviųjų elementų — polonio (Po_{84}) ir radžio (Ra_{88}) druskas, iš kurių buvo surastos ir svarbiausios naujųjų elementų ypatybės. Tais pat metais buvo atrastas ketvirtas radioaktyvusis elementas — toris (Th_{90}), o 1900 m. ir penktas — aktinis (Ac_{89}). Vėliau buvo atrasta ir daugiau radioaktyviųjų elementų. Dabartiniu metu yra žinoma apie 45 natūralius radioaktyviusius elementus, trumpiau vadinamus *radioelementais*. Beveik visi jie yra sunkieji elementai, užimę 81—92 vietą periodinėje elementų sistemoje. Be to, nors ir silpnai, yra radioaktyvūs šie lengvieji elementai: K, Rb, Sm.

Paveiktas magnetinio lauko, radioaktyviųjų medžiagų spinduliavimas suskyla į 3 spindulių pluoštelių; du iš jų nukrypsta magnetiniame lauke į priešingas puses, o trečiasis lieka vietoje. Taigi radioaktyvųjį spinduliavimą sudaro trejopi spinduliai: α -(alfa), β -(beta) ir γ -(gama).

Radioaktyvieji elementai išspinduliuoja didelius energijos kiekius. Kai radžio druska įdedama į kalorimetrą, pastarojo vandens temperatūra laikosi aukštesnė už aplinkos temperatūrą. Nustatyta, kad 1 g radžio kas valandą teikia iki 544 J šilum-

mos; ir toks jo šilumos spinduliavimas vyksta šimtus metų be paliovos. Iš pradžių buvo manyta, kad yra atrastas neišsemiamas energijos šaltinis. Bet smulkesni radioaktyvumo reiškinių tyrimai parodė, kad radioaktyviojo spinduliavimo šaltinis yra atomai, kurie, išlaisvindami didelius energijos kiekius, savaime skyla ir virsta kitų elementų atomais.

Susipažinkime smulkiau su radioaktyviųjų medžiagų spinduliavimo ypatybėmis.

A. α -spinduliai

α -spinduliai praeina tik pro plonesnius (iki 0,1 mm Al arba kelių cm oro) medžiagos sluoksnius; storesni sluoksniai juos visiškai sulaiko. Kietose medžiagose α -spindulių nueito kelio ilgiai yra daug trumpesni, kaip ore; pvz., 0,041 mm storio aliuminio, 0,021 mm sidabro bei 0,014 mm storio aukso folijos sulaiko visų radioaktyviųjų elementų α -spindulius. α -spinduliai turi didelę jonizacijos galią. Pasiekę fluorescuojančias medžiagas, pvz., cinko sulfidu (ZnS) padengtą ekraną, jie priverčia jas švytėti. Šis švytėjimas, susidaręs iš atskirų blikstelėjimų — *scintiliacijų*, kuriuos sukelia α -dalelės smūgiai į fluorescencijos ekraną, nėra nuolatinis ir rodo, kad α -spinduliai yra sudėti iš atskirų α -dalelių. Stebint blikstelėjimus, galima suskaityti emituotų į tam tikrą erdvės kampą α -dalelių skaičių. Jei prieš esančią vakuumą ir emituojančią α -daleles radioaktyviąją medžiagą padėtume sujungtą su elektrometru elektrodą, tai po kiek laiko šis teigiamai įsielektrins. Taigi α -dalelės yra teigiamai elektringos. Jei per t s elektrodas ir elektrometras yra įelektrintas elektros kiekiu Q ir per 1 s elektrodą pasiekia n α -dalelių, tai dalelės nešamas elektros krūvis

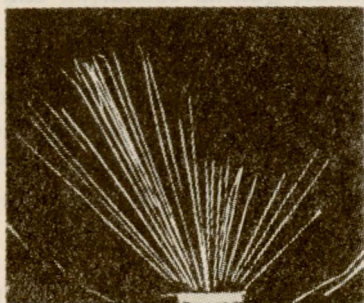
$$e_1 = \frac{Q}{tn}. \quad (49,1)$$

Taip matuojant buvo rasta, kad $e_1 = 3,20 \cdot 10^{-19}$ C, t. y. lygus dvigubam elementariam elektros krūviui e ($e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ C).

α -spinduliai yra nukreipiami elektriniame ir magnetiniame lauke. Iš α -spindulių nukrypimo (I skyrius) buvo rastas jų greitis v ir specifinis krūvis e_1/m (čia m yra α -dalelės masė). Pasirodė, kad α -dalelių specifinis krūvis e_1/m yra du kartus

mažesnis už vandenilio jono; taigi jų masė yra 4 kartus didesnė už vandenilio atomo masę. α -dalelė yra dvigubai jonizuotas helio atomas (He^{2+}), kitaip tariant, helio atomo branduolys, kurio masė $m_{\text{He}} = 6,64 \cdot 10^{-24}$ g. Rezerfordas, įdėjęs radioaktyvią, emituojančią α -daleles, medžiagą į labai plono stiklo indelį, pastarąjį įkišo į Geislerio vamzdelį ir stebėjo švytėjimo spektrą. Iš pradžių helio spektro linijų visai nebuvo matyti. Bet vėliau jos pasirodė: jas spinduliavo helio jonai.

Ore arba dujose skriejančios α -dalelės energija mažėja, kol pagaliau dalelė visai jos netenka; mažėja ir dalelės jonizacijos galia. Dalelės ore arba dujose nuskrietas kelias rodo jos *siekiamą tolį*, kuris tuo didesnis, kuo didesnė dalelės pradinė energija, taigi ir jos greitis. α -dalelės siekiamas tolis paprastai žymimas R ; jis išmatuojamas jonizacinėse arba kondensacinėse (Vilsono) kamerose. Kai jonizacinė kamera esti tiek nutolinama nuo α -daleles emituojančios radioaktyviosios medžiagos, kad dalelės visai jos nepasiekia arba, įlėkusios į ją, nebejonizuoja oro, tai jonizacijos srovė išnyksta. Vienos radioaktyviosios medžiagos spinduliuojamos α -dalelės nuskrieja ore visos vienodą kelią. Bet medžiagų mišinio α -spindulių pluoštas esti sudėtas iš dalelių, kurių greitis yra nevienodas. Šiuo atveju α -spinduliai suskyla į atskirus spindulių pluoštelius; pastaruosius sudaro vie-



75 pav.

nodo greičio α -dalelės, kurios pasiekia tokį pat toį. Tiriant tokį spindulių pluoštą jonizacine kamera, kai kamera tolinama nuo radioaktyviosios medžiagos, jonizacijos srovės stiprumas staigiais šuoliais silpnėja. 75 pav. pavaizduoja polonio radioaktyviųjų nuosėdų spinduliuojamų α -dalelių takų nuotrauką kondensacinėje kameroje; dalelių siekiamas tolis yra nevienodas.

Apskritai, α -spindulių energijos spektras rodo, kad α -dalelių energija kinta ne tolygiai, bet staigiais šuoliais.

α -dalelės pasiektas tolis R priklauso nuo jos greičio, o šis — nuo emituojančio α -daleles radioaktyviojo elemento prigimties. α -dalelės greitis v ir tolį R ore sieja tokia priklausomybė:

$$v^3 = aR \frac{p}{T}; \quad (49,2)$$

čia p yra oro slėgimas (Hg stulpelio), T — oro temperatūra (pagal Kelvino skalę), a — konstanta.

Būdamos sunkios ir turėdamos didelį greitį, radioaktyviųjų elementų emituojamos α -dalelės turi didelę energiją. Todėl jos pasižymi dideliu veiklumu. Jos smarkiai aktyvina medžiagas, ardo cheminius junginius. Apšviesti α -spinduliais, cheminiai junginiai, pvz., HCl, HBr, HJ, amoniakas, angliarūgštė ir daug organinių junginių, suskyla; baltymai koaguliuoja, metalai, pvz., aluminis, švinas, gyvsidabris, oksiduojasi. α -spindulių paveiktas popierius pasidaro trapus, guma sukietėja, kvarcas ir stiklas subyra į smulkias daleles. Stipresni α -spinduliai užmuša cholesteros, šiltinės ir kt. bakterijas, sustabdo jaunų augalų augimą, sunaikina sėklų daigumą; bet silpni α -spinduliai augimą skatina. Ilgiau švitinant kūną α -spinduliais, atsiveria sunkiai gydamos žaizdos.

Susidūrusios su atomų branduoliais, α -dalelės gali juos sušaldyti, paversdamos vieną cheminį elementą kitu. Pirmiausia atomų branduoliai buvo šaldyti α -dalelėmis.

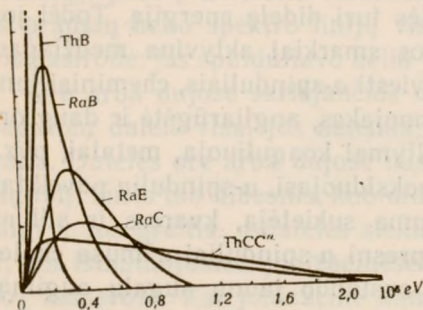
B. β -spinduliai

β -spinduliai yra žymiai skvarbesni už α -spindulius; jie pereina net 1 mm storio aliuminio sluoksnį; bet jų jonizacijos galia yra silpnesnė, kaip α -spindulių. β -spindulių pluoštas elektriniame ir magnetiniame lauke nukrypsta tokia pat kryptimi, kaip ir katodiniai spinduliai. Tai rodo, kad β -spindulius sudaro neigiamai elektringos dalelės. Iš jų nukrypimo magnetiniame lauke surasta, kad β -dalelių greitis yra tarp 0,3 ir 0,98 šviesos greičio. β -dalelių specifinis krūvis kinta, kintant greičiui, nes kinta dalelės masė (§ 5). Jo kitimą nusako tokia lygtis:

$$\frac{e}{m} = \frac{e}{m_e} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}; \quad (49,3)$$

čia e yra β -dalelės elektros krūvis, m ir m_e — jos masė, kai ji skrieja ir visai nejuda, v — jos greitis ir c — šviesos greitis vakuume. Lėtos β -dalelės masė yra beveik lygi elektrono masei.

Tuo įsitikinta iš to, kad β -spindulius sudaro greit skrieją elektronai. Ore β -dalelė skrieja ne tiese, kaip α -dalelė, bet netaisyklinga kreive. Jos masė, palyginus su atomo mase, yra maža, todėl, pakeliui susidūrusi su atomais, ši dalelė esti nukreipiama įvairiomis kryptimis; β -dalelės ore nuskrietas kelias nėra tiesus.



76 pav.

Susidurdama ji jonizuoja orą ir nustoja energijos. β -spindulių energijos spektras yra ištisinis. Spinduliuojamų β -dalelių greitis ir energija kinta tolygiai nuo nulinės iki tam tikros didžiausios reikšmės. Tai matyti iš 76 pav. kreivių, kurios rodo įvairių radioaktyviųjų elementų emituojamų β -dalelių didžiausią

energiją — spektro ribą. Čia vienoje ašyje yra sužymėti β -dalelių energijos kiekiai (elektronvoltais), o kitoje palyginamas β -dalelių skaičius. Didžiausią energiją turi RaC emituojamos β -dalelės — apytiksliai $3,15 \cdot 10^6$ eV.

Trumpųjų elektromagnetinių bangų (rentgeno bei γ -spindulių) ir elementariųjų dalelių energija yra išreiškiama elektronvoltais (eV). $1 \text{ eV} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ J}$. $10^6 \text{ eV} = 1 \text{ MeV} = 1,60 \cdot 10^{-13} \text{ J}$. Pagal reliatyvumo teoriją, 1 MeV yra lygiavertis $1,77 \cdot 10^{-27} \text{ g}$ masei.

Molekulės ir atomai β -spindulius smarkiai išbarsto. Susidurdamos su atomais ir molekulėmis, β -dalelės juos jonizuoja, išmušdamos elektronus ir tuo sužadindamos antrinį β -spinduliavimą. Šio antrinio spinduliavimo elektronai, vadinami *delta* — δ -dalelėmis, yra žymiai mažesnių greičių. Be to, susiduriant β -dalelėms, jų kinetinės energijos dalis paverčiama elektromagnetine energija, kuri išspinduliuojama trumpomis (rentgeno) arba ilgesnėmis (regimos šviesos) bangomis. β -spinduliai sužadina stiklo bei fluorescuojančių medžiagų švytėjimą, jonizuoja kietus kūnus (dielektrikus). Kaip ir α -spinduliai, jie pasižymi cheminiu veiklumu, sužadindami kai kurias chemines reakcijas; pvz., geltonasis fosforas, apšviestas β -spinduliais, virsta raudonoju, vandenilis ir chloras susijungia į druskos rūgštį, vanduo

suskyla į deguonį ir vandenilį. β -spinduliai veikia fotografijos plokštelę, sukelia kai kurių mineralų fluorescenciją; nušviesti β -spinduliais, deimantas, bario platinos cianidas, cinko sulfidas ir kt. švyti stipriai; silpniau švyti akių ragena, lęšiukas ir vandeninis akies skystis. Fiziologiniai procesai, stipriai paveikti β -spindulių, sustoja, o silpnai paveikti — pagreiteja. β -spinduliai įsiskverbia į kūną iki keliolikos milimetrų.

C. γ -spinduliai

γ -spinduliai nenukrypsta nei elektriniame, nei magnetiniame lauke. Todėl jiems buvo priskirta elektromagnetinių bangų prigimtis, kaip ir, pvz., rentgeno spinduliams bei regimajai šviesai. Užlenkiant γ -spindulius kristaluose, buvo išmatuotas bangos ilgis. Pasirodė, kad jų bangos yra trumpesnės už rentgeno spindulių bangas ir siekia nuo 10^{-9} iki 10^{-12} cm. Ilgųjų bangų γ -spinduliai susilieja su trumpaisiais rentgeno spinduliais.

Trumpieji γ -spinduliai pasižymi dideliu skvarbumu. Jie pereina per storus metalo sluoksnius. Pvz., pro 10 cm storio švino plokštelę pereina apie 1% ilgesniųjų, o pačių trumpųjų bangų γ -spinduliai tokį švino sluoksnį praeina beveik nesulaikyti. Einančių per medžiagos sluoksnius γ -spindulių stiprumas daugiau ar mažiau silpnėja, jie yra medžiagos absorbuojami. Tyrimais susekta, kad perėjusių per medžiagą γ -spindulių stiprumas priklauso nuo juos absorbuojančios medžiagos prigimties bei medžiagos sluoksnio storio. Spindulių absorbciją paprastai apibūdiname, nusakydami medžiagos sluoksnio storį, per kurį pereidami spinduliai e kartų susilpnėja.

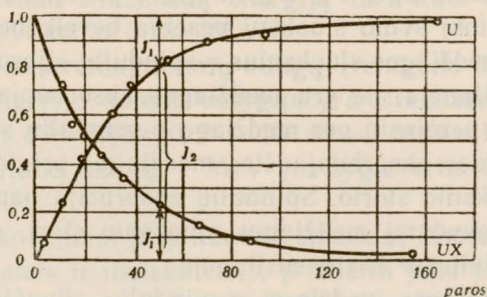
Pereinančių per medžiagą γ -spindulių silpnėjimą sąlygoja du veiksniai. Pirma, γ -spinduliai yra išbarstomi, t. y. nukreipiami nuo pirminės jų sklaidimo krypties, antra, jie yra absorbuojami; pastaruoju atveju spinduliavimo energija virsta kitos rūšies, dažniausiai atomų šiluminio judėjimo, energija. Antruoju atveju turime *tikrąją spindulių absorbciją*. Tyrimai rodo, kad tikroji absorbcija priklauso nuo absorbuojamųjų γ -spindulių bangos ilgio ir absorbuojančio spindulius cheminio elemento eilės numerio Mendelevjevo periodinėje elementų lentelėje. Kuo ilgesnių bangų spinduliai eina pro sunkesnę elementą, tuo jie daugiau absorbuojami. Pvz., organizmo kaulai, sudėti iš

sunkesnių elementų, kaip raumenys. Kauluose yra daug Ca_{20} , P_{15} , o raumenyse daugiausia C_6 , N_7 ir H_1 . Todėl kaulai γ -spindulius absorbuoja žymiai stipriau už raumenis. Absorbuoti γ -spinduliai pasižymi dideliu cheminiu veiklumu, kurį sąlygoja atomų ir molekulių skilimas į jonus; be to, giliuose medžiagos sluoksniuose γ -spinduliai sukelia β -spinduliavimą ir antrinius γ -spindulius, kurie savo keliu sužadina naujas chemines reakcijas.

γ -spinduliai, kaip ir α - bei β -, jonizuoja dujas, bet jų jonizacijos galia yra žymiai mažesnė.

§ 50. RADIOAKTYVIŲJŲ ELEMENTŲ SKILIMO DĖSNIAI

Radioaktyvumo reiškiniai visai nepriklauso nuo temperatūros, slėgimo bei kitų fizikinių ir cheminių veiksnių; jie taip pat visai nepriklauso nuo to, ar radioaktyvioji medžiaga yra gryna, ar turi priemaišų, ar ji yra cheminis elementas, ar elementų junginys. Tai rodo, kad radioaktyvumas yra atomų vidinis, bet ne tarpusavio atomų veikimo sukeltas procesas. 1902 m. Rezerfordas ir Sodis paskelbė, kad radioaktyviųjų elementų atomai skyla



77 pav.

savaime, virsdami kitokiais atomais. Taip atomui skylančiam, sukeliamas spinduliavimas; taigi iš radioaktyviojo spinduliavimo galima sužinoti apie radioaktyviojo skilimo dėsningumą; reikia tik surasti spinduliavimo dėsnius. α -, β - arba γ -spindulių stiprumas turi būti proporcingas skylančių per laiko vienetą atomų skaičiui. Stiprumą galima išmatuoti jonizacine kamera arba elektronų skaitikliu. Matavimai parodė, kad jų stiprumas kinta pagal eksponentinį dėsnį. 77 pav. kreivė U grafiškai vaizduoja,

uranui UI skylančią radioaktyviusius UX_1 ir UX_2 , išspinduliuoto β -spinduliavimo stiprumo $J(t)$ kitimą (α -spinduliavimas šiuo atveju yra išsorbavęs, padėjęs prieš jonizacinę kamerą tinkamo storio — iki 0,05 mm — aliuminio foliją, γ -spindulių jonizacija yra labai silpna, todėl jos galima ir nepaisyti). Laikas nurodomas paromis. Iš pradžių gryno urano U β -spinduliavimo stiprumas $J_2(t)=0$, vėliau jis didėja, nes urano atomai skyla, spinduliuodami α -daleles, ir virsta UX_1 atomais; šie, išspinduliuodami β -daleles, virsta UX_2 ; pastarieji taip pat spinduliuoja β -daleles ir virsta UII. Kreivė rodo, kad iš pradžių UX_1 ir UX_2 atomų skaičius didėja, kol vėliau pasidaro pastovus. Kreivė UX vaizduoja atskiro UX (taigi UX_1 ir UX_2) β -spinduliavimo stiprumo $J_1(t)$ kitimą. Iš pradžių jis yra lygus vienetui, bet vėliau, UX_1 virstant UX_2 , o šiam — UII, $J_1(t)$ silpnėja, UX atomų skaičiui mažėjant, ir greit išnyksta.

Tyrimai parodė, kad per laiką dt suskylančių atomų skaičius dn yra proporcingas turimų atomų skaičiui n ir laikui dt , taigi

$$-dn = \lambda n \cdot dt; \quad (50,1)$$

čia λ yra proporcingumo koeficientas, vadinamas *skilimo konstanta*; ji priklauso nuo atomo sandaros ir rodo tikimybę, kad vienas iš paimtųjų atomų per tą laiką suskils. Taigi per laiko vienetą (1 s) suskylančių atomų skaičius yra lygus skilimo konstantos ir turimų atomų skaičiaus sandaugai, nes iš (50,1)

$$-\frac{dn}{dt} = \lambda n. \quad (50,2)$$

Apskritai, spinduliavimo stiprumas, kitaip tariant, *radioaktyviosios medžiagos aktyvumas* $J(t)$, yra proporcingas skylančių per laiko vienetą atomų skaičiui, todėl

$$J(t) = C\lambda n; \quad (50,3)$$

čia C yra matavimo prietaiso konstanta. Iš (50,1) lygties turime:

$$\frac{dn}{n} = -\lambda \cdot dt.$$

Išintegruojame:

$$\ln n = -\lambda t + \ln a;$$

a yra integravimo konstanta; iš čia

$$n = ae^{-\lambda t}; \quad (50,4)$$

kai $t=0$, turime pradinį atomų skaičių N ; tuomet $n=a=N$; vadinasi,

$$n = Ne^{-\lambda t} \quad (50,5)$$

ir

$$J(t) = C\lambda Ne^{-\lambda t}.$$

Parinkę tinkamą mastelį, galime sandaugą $CN\lambda$ prilyginti vienetui, tada

$$J(t) = e^{-\lambda t}. \quad (50,6)$$

Grafiškai pavaizdavę pastarąją lygtį, gauname kreivę UX , kuri rodo atskiros UX β -spinduliavimo $J_1(t)$ kitimą. Tokiu pat dėsniu kinta ir $J_2(t)$, nes, kaip rodo 77 pav., $J_1(t) + J_2(t) = 1$.

Laiką, per kurį suskyla ir virsta kito elemento atomais pusė radioaktyviosios medžiagos atomų, vadiname *radioaktyviojo elemento pusamžiu*. Pažymėkime jį T . Iš (50,5) lygties turime:

$$\frac{1}{2} N = Ne^{-\lambda T},$$

taigi

$$\lambda T = -\ln \frac{1}{2} = 0,693. \quad (50,7)$$

Radioaktyviųjų medžiagų skilimo konstanta λ yra atvirkščiai proporcinga jų pusamžiui T . Bet kuris radioaktyvusis elementas turi savo pusamžį; vieny elementų jis trunka tik milijonines sekundės dalis, pvz., ThC^1 $T=10^{-7}$ s, o kitų — milijonus metų, pvz., Th $T=10^{10}$ metų. Skilimo konstantai atvirkščias dydis $1/\lambda$ vadinamas *radioaktyviojo elemento vidutiniu pusamžiu*. Jis yra didesnis už pusamžį T ir gaunamas, padalijus pusamžį T iš 0,693.

Radioaktyviojo elemento pusamžį galime surasti, nustatę jo skilimo konstantą. Pastaroji dažnai surandama, suskaičiavus išspinduliuotas daleles per 1 s. Šiuo tikslu radioaktyvųjį preparatą dedame prieš fluorescencijos ekraną ir skaičiuojame scinti-

liacijas. Prieš ekraną pastatome diafragmą su nedidele skylute. Suskaičiavę spinduliuojamas į tam tikrą nedidelį erdvės kampą daleles, galime jau surasti visą spinduliuojamųjų dalelių skaičių. Taip matuojant buvo surasta, kad 1 g radžio išspinduliuoja $3,72 \cdot 10^{10}$ α -dalelių. 1 g masę sudaro $\frac{N}{A} = \frac{6,0249 \cdot 10^{23}}{226} = 2,68 \cdot 10^{21}$ atomų; čia N yra Avogadro skaičius, A — atominis svoris. Vadinasi, radžio skilimo konstanta $\lambda = \frac{3,72 \cdot 10^{10}}{2,68 \cdot 10^{21}} = 1,39 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1}$. Siuo būdu surandama tik α -skilimo konstanta. β -skilimo (o dažnai ir α -) konstanta nustatoma, matuojant β - (arba α -) spinduliavimo stiprumo kitimą, kuris, kaip žinome, taip išreiškiamas: jei pradinis spinduliavimo stiprumas yra J_0 , tai, praėjus laikui t , jis sumažėja (arba padidėja) iki J , ir

$$J = J_0 e^{-\lambda t}. \quad (50,8)$$

Taigi, išmatavę J_0 ir J , galime apskaičiuoti skilimo konstantą λ . Pagaliau labai trumpo amžiaus radioaktyviųjų medžiagų skilimo konstanta surandama iš Nutalio-Geigerio santykio (51,3), nustačius spinduliuojamųjų dalelių siekiamą tolį. 18-je lentelėje yra surašytos kai kurių radioaktyviųjų elementų skilimo konstantos λ bei jų pusamžio T ir $T_0 = 1/\lambda$ reikšmės.

18 lentelė

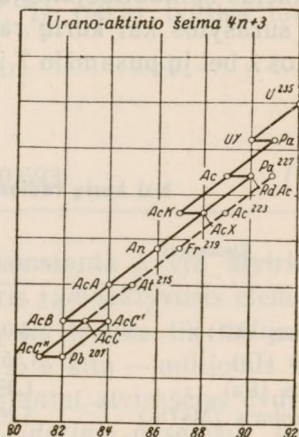
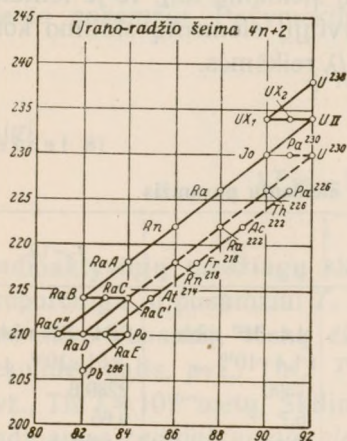
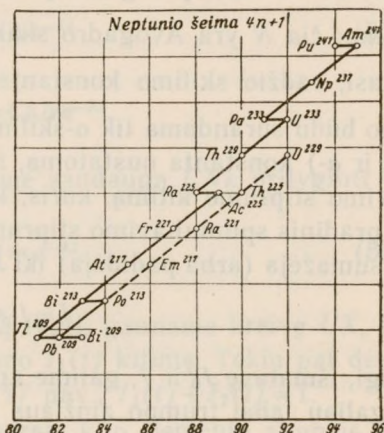
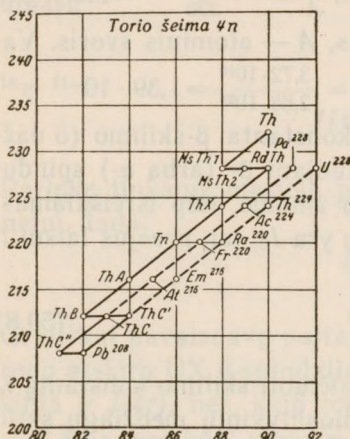
Kai kurių radioaktyviųjų elementų pusamžis

Elementas	λ	T	$T_0 = 1/\lambda$
Uranas (UI)	$5,0 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$	$4,4 \cdot 10^9$ metų	$6,34 \cdot 10^9$ metų
Toris (Th)	$1,55 \cdot 10^{-18}$	$1,4 \cdot 10^{10}$ „	$2,01 \cdot 10^{10}$ „
Radis (Ra)	$1,39 \cdot 10^{-11}$	1590 „	2289,6 „
Mezotoris (MsTh ₁)	$3,26 \cdot 10^{-9}$	6,7 „	9,65 „
Radžio emenacija (Rn)	$2,097 \cdot 10^{-6}$	3,825 paros	5,508 paros
Radis A (RaA)	$3,79 \cdot 10^{-3}$	3,05 minutės	4,392 minutės
Toris A (ThA)	4,95	0,14 s	0,2016 s
Toris C ¹ (ThC ¹)	$2,3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{-7} \text{ s}$	$4,35 \cdot 10^{-7} \text{ s}$

Iš lentelės matyti, kad radioaktyviųjų medžiagų pusamžis yra labai skirtingas ir kinta tarp 10^{-7} s ir 10^{12} metų (Sm).

§ 51. RADIOAKTYVIŲJŲ ELEMENTŲ ŠEIMOS. POSLINKIO DĖSNIS

Radioaktyviajam elementui skylant, gautasis naujas elementas dažnai yra taip pat radioaktyvus; toliau skildamas, jis duoda vėl naują taip pat labai dažnai radioaktyvų elementą ir t. t.



78 pav.

Gauname *radioaktyviųjų elementų šeimą*, arba *eilę*. Sunkieji radioelementai pasiskirsto į keturias, sudarančias eilę, šeimas: torio, neptunio, urano-radžio ir urano-aktinio. Jos pavaizduotos 78 pav. Čia sužymėti radioaktyvieji elementai, jų atominiai

numeriai ir masės skaičius. Jungiančiosios tiesės rodo skilimą: įstrižoji — kai emituojama α -dalelė, o gulsčioji, — β -dalelė. Vienoje gulsčioje linijoje esantys elementai turi vienodą atominį svorį.

Iš paveikslo matome, kad tos pačios šeimos elementai skildami gali emituoti α - arba β -dalelę. Pirmuoju atveju turime α -, antruoju — β -skilimą. Sodis, Fajansas ir Raselis nustatė tokių radioaktyviųjų elementų poslinkio dėsnį. *Kai radioelementas skyla, išspinduliuodamas α -dalelę, gautojo naujo elemento eilės numeris sumažėja 2 vienetais, jo atominis svoris sumažėja 4 vienetais; dėl skilimo gautas elementas per 2 vietas pasistumia periodinės elementų sistemos pradžios link. Kai radioelementas skyla, išspinduliuodamas β -dalelę, gautojo elemento eilės numeris padidėja 1 vienetu, jo atominis svoris nepakinta, nes β -dalelės (elektrono) masė yra labai maža. Gautasis elementas 1 vieta paslenka periodinės elementų sistemos galo link.*

Matavimais susekta, kad, vykstant tarpiniams α - arba β -skilimams, tarp tos pačios eilės radioaktyviųjų elementų nusistoja stacionarinė pusiausvyra. Antai, jei iš pradžių uranas UI paimamas visai grynas, tai iš pradžių β -spinduliavimas stiprėja, bet vėliau, pasiekęs maksimumą, nebekinta. Šiuo atveju β -spinduliavimą sukelia skylantieji radioelementų UX_1 ir UX_2 atomai, kurie, išspinduliuavę β -daleles, virsta radioelemento UII atomais. Taigi kreivė U (77 pav.) rodo, kad iš pradžių elemento UX_1 bei UX_2 atomų skaičius didėja, o vėliau nebekinta; esant pusiausvyrai, elemento UX_1 (bei UX_2) per tam tikrą laiką suskyla tiek pat, kiek jo ir sukuriama, skylant UI. Nusistojus pusiausvyrai, esančių mišinyje radioaktyviųjų elementų kiekiai N_1 , N_2 , $N_3 \dots$ yra išreiškiami tokiu santykiu:

$$N_1\lambda_1 = N_2\lambda_2 = N_3\lambda_3 = \dots \quad (51,1)$$

arba

$$N_1 : N_2 : N_3 = \frac{1}{\lambda_1} : \frac{1}{\lambda_2} : \frac{1}{\lambda_3} = T_1 : T_2 : T_3. \quad (51,2)$$

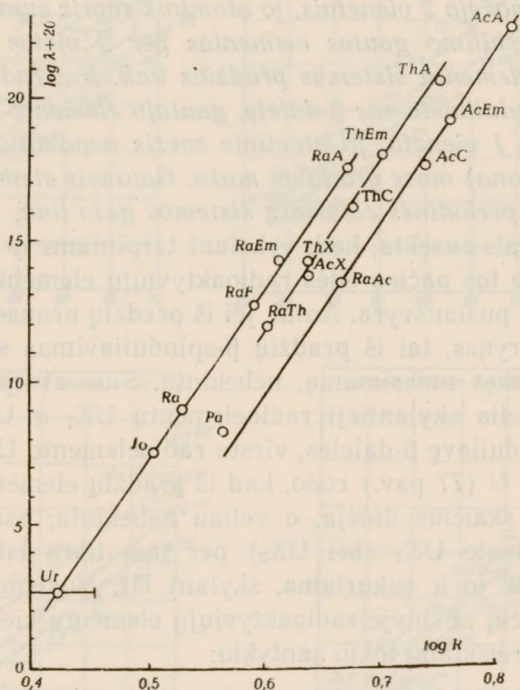
Taigi, esant pusiausvyrai, skirtingų radioaktyviųjų elementų atomų skaičiai atvirkščiai proporcingi jų skilimo konstantoms ir tiesiai proporcingi jų pusamžiams.

Radioaktyviųjų elementų būdingas dydis yra jų skilimo konstanta λ . Nutalis ir Geigeris nustatė, kad elemento skilimo

konstantą λ ir jo spinduliuojamų α -dalelių tolių R sieja tokia priklausomybė:

$$\log \lambda = A + B \log R; \quad (51,3)$$

čia A ir B yra konstantos; A — bendra vienai šeimai, o B — bendra visiems natūraliems radioaktyviems elementams. Jei λ ir R priklausomybę (51,3) pavaizduotume grafiškai, pažymėję vienoje ašyje α -dalelių $\log R$, o kitoje — $\log \lambda$, tai, kaip rodo 79 pav., visi natūralūs radioaktyvieji elementai atsidurtų trijose

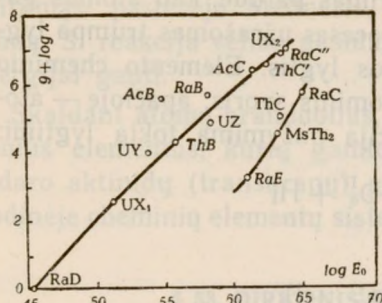


79 pav.

tiesėse, kurios atitinka tris natūralių radioaktyviųjų elementų šeimas. Ši Nutalio ir Geigerio priklausomybė geriausiai tinka urano-radžio šeimai, bet žymiai blogiau — torio ir urano-aktinio šeimoms. Iš 79 pav. matome, kad AcX spinduliuojamų α -dalelių siekiamas tolis atitinka torio, bet ne urano-aktinio šeimą.

Saržantas yra nustatęs, kad radioaktyviųjų elementų spinduliuojamų β -dalelių didžiausia energija, panašiai kaip α -dalelės

siekiamas tolis R , priklauso nuo elemento skilimo konstantos λ . Jei vienoje koordinatų ašyje sužymėsime β -spektrų didžiausios (ribos) energijos E_0 logaritmus, o antroje — tuos spektrus spinduliuojančių elementų skilimo konstantos λ logaritmus,

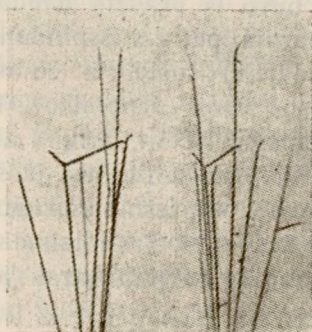


80 pav.

tai visi natūralūs radioaktyvieji elementai (išskyrus Rb ir K), sugula dviejose tiesėse, kaip rodo 80 pav. kreivės. Panašiai santykioja ir dirbtinių radioaktyviųjų elementų didžiausioji energija su skilimo konstanta.

§ 52. ATOMŲ SKALDYMAS

Natūralių radioaktyviųjų elementų savaiminis skilimas paskatino bandyti dirbtiniu keliu suskaldyti ir savaime neskylančius, stabilūs atomus, daužant juos didelės energijos dalelėmis. Pirmasis atomų skaldymą yra tyręs 1919 m. Rezerfordas.



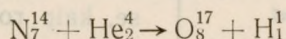
81 pav.



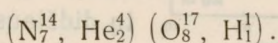
82 pav.

Jis, daužydamas RaC spinduliuojamomis α -dalelėmis azoto atomus, gavo vandenilio atomo branduolius — protonus (H_1^1); čia protonai yra išmušami iš azoto atomų branduolių, susidūrus pastariesiems su α -dalelėmis. 1925 m. Bleketui pavyko nufotografuoti atomo branduolio skilimą kondensacinėje kameroje.

81 pav. matome α -dalelių taką, joms lekiant ore, o 82 pav. — vandenilyje. Susidūrusios su atomo branduoliais, jos nukrypsta; išlekia ir atitrenktas atomo branduolys: kuo jis lengvesnis, tuo toliau nukelia. Šis Rezerfordo tyrimas parodė, kad atomus galima suskaldyti. Atomų skilimo procesas užrašomas trumpa lygtimi, panašia į cheminės reakcijos lygtis. Elemento cheminio simbolio viršuje pažymimas jo atominis svoris, apačioje — atominis numeris. Rezerfordo reakcija pažymima tokia lygtimi:



arba dar trumpiau



Tikriau sakant, šiuokart, kaip ir kai kuriuose kituose procesuose, turime ne atomo branduolio skaldymą, o jo statybą, nes skaldymu gauto atomo branduolys yra sunkesnis ir sudėtingesnis už skaldomojo atomo branduolį. Bet, to nepaisant, visi atominiai procesai vadinami atomo skaldymo procesais.

Kad atomus suskaldytume, reikia juos daužyti didelės energijos dalelėmis, kokias spinduliuoja natūralios radioaktyviosios medžiagos. Tokiomis dalelėmis ir buvo iš pradžių naudotasi. Bet ir stipriausi radioaktyvieji preparatai per 1 s išspinduliuoja apie 10^9 α -dalelių. Iš jų tik apie 10^3 dalelių „susiduria“ su atomų branduoliais ir juos suskaldo, o visos kitos „nepataiko“. Taigi ir stipriausias radioaktyviausias medžiagas imant, galima tikėtis suskaldyti per 1 s tik apie 100—1000 branduolių, nes juos sudaužyti tikimybė yra labai maža. Žymiai stipresnio veikimo galima būtų tikėtis, skaldant atomų branduolius dirbtiniais dalelių spinduliais, nes juose yra žymiai daugiau dalelių. Antai vandenilis gali išspinduliuoti iki 10^{14} protonų (H_1^1) per 1 s. Radioaktyviųjų elementų spinduliuojamos dalelės turi kelių milijonų elektronvoltų energiją. Tokią ir gal dar didesnę energiją reikėtų suteikti ir dirbtinių spindulių dalelėms, pagreitinus jas stipriuose elektriniuose ir magnetiniuose laukuose.

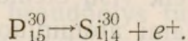
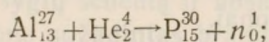
Atomų branduoliams skylant, dažniausiai yra emituojamos įvairios elementariosios dalelės, kaip elektronas (e^-), pozitronas (e^+), protonas (p), neutronas (n), deutonas (d) arba α -dalelė. Daugeliui branduolinių reakcijų būdingas γ -spinduliavimas. Bet

kartais skaldomasis atomo branduolys skyla į du arba daugiau beveik vienodos masės radioaktyvius arba stabilius branduolius. Tokį skilimą vadiname *branduolių dalijimusi*. Pirmą kartą šį dalijimąsi pastebėjo Meitneris, Hanas ir Štrasmanas, tirdami uraną. Ši reakcija vėliau pasidarė pagrindine reakcija atominei energijai gauti.

Skaldant atomų branduolius, yra pavykę sukurti naujus cheminius elementus, kurių gamtoje nerandama. Šiuo laiku jie sudaro aktinidų (transuranų) grupę 95—103 eilės numerio periodinėje cheminių elementų sistemoje.

§ 53. DIRBTINIS RADIOAKTYVUMAS

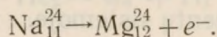
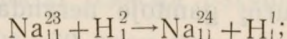
Ne iš visų skaldomų atomų sukuriameji nauji atomų branduoliai yra stabilūs; kai kurie iš jų savaime yra, kaip ir natūralių radioaktyviųjų elementų branduoliai. Tokį šiuo būdu sukurtą radioaktyvųjį elementą pirmieji yra nustatę I. Kiuri ir F. Zolijo 1934 m. Buvo pastebėta, kad, daužant aliuminį (Al_{13}^{27}) didelės energijos α -dalelėmis, be neutronų, yra spinduliuojami ir pozitronai. Neutronų spinduliavimas prasideda (bei išnyksta) tuo pat akimirksniu, kai tik pradedama (bei nustojama) aliuminį skaldyti; pozitronų spinduliavimas prasideda, tik praėjus tam tikram, nors ir trumpam, laikui, ir trunka dar po to, kai nustojama skaldyti aliuminį α -dalelėmis; paskui po kurio laiko jis visai išnyksta. Pozitronų spindulių stiprumas mažėja tokiu pat dėsniu, kaip ir natūralių radioaktyviųjų elementų spinduliavimo stiprumas. Tai rodo, kad, skaldant Al_{13}^{27} branduolius, sukuriameji nauji nestabilūs, radioaktyvieji branduoliai, kurie savaime yra, spinduliuodami pozitronus, ir virsta stabiliais branduoliais. Šiuo atveju turime tokią branduolių reakciją:



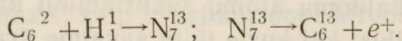
Taigi, daužant aliuminio branduolius, gaunami fosforo radioaktyviojo izotopo branduoliai P_{15}^{30} , kurie irdami virsta Si_{14}^{30} branduoliais. Šis tyrimas parodė, kad, skaldant atomų branduolius, kartais galima gauti radioaktyvius elementus; jie vadinami

dirbtiniais radioaktyviaisiais elementais, o pats reiškiny — dirbtiniu radioaktyvumu.

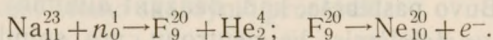
Dirbtiniai radioaktyvieji elementai gaunami, daužant atomų branduolius ne tik α -dalelėmis, bet ir deutonais, protonais ir neutronais. Antai, daužant Na_{11}^{23} deutonais, gaunamas natrio radioaktyvusis izotopas, kuris, išspinduliuodamas elektroną, yra ir virsta magniu:



Daužant anglies atomus protonais, gaunamas radioaktyvusis azoto izotopas, kuris irdamas virsta anglies izotopu:



Daužant natrij neutronais, gaunamas radioaktyvusis fluoro izotopas:



Šie keli pavyzdžiai rodo, kad dirbtiniai radioaktyvieji elementai skyla, išspinduliuodami pozitroną arba elektroną. Natūralių radioaktyviųjų elementų skilimui būdingas α -dalelių arba elektronų spinduliavimas (§ 49).

Daužant atomų branduolius α -dalelėmis bei protonais, gaunami tik lengvesnių elementų radioaktyvieji izotopai. Sunkesnių elementų radioaktyviesiems izotopams gauti reikia atomus daužyti didelės energijos deutonais arba neutronais. Šiuo būdu pavyko dirbtinai sukurti tokius radioaktyviusius elementus, kurie iki šiol buvo žinomi tik kaip stabilūs bei natūralūs radioaktyvieji elementai, arba visai nežinomi, pvz., Np, Pt ir kt. Ypač veiklūs pasirodė lėtieji neutronai.

Šiuo metu gauti beveik visų elementų radioaktyvieji izotopai. Jie šiandien gaminami atominiuose reaktoriuose.

Iki pastarųjų metų buvo žinomas penkeriopas radioaktyviųjų elementų skilimas; α -, β -(elektroninis ir pozitroninis), γ -radioaktyvumas, savaiminis (spontaniškas) branduolių dalijimasis ir pavėluotų neutronų spinduliavimas. Buvo spėjama, kad turėtų būti dar vienas radioaktyviojo skilimo būdas — protoni-

nis (p). Taip galėtų skilti branduoliai, kuriuose yra didelis protonų perteklius. Bet sudaryti branduolius su dideliu neutronų nepriteklumi labai sunku. Be to, sudarant tokius branduolius, susidaro žymiai daugiau vadinamųjų *fononinių* skilimų, emituojančių α - ir β -daleles bei γ -spindulius. Todėl reikalinga labai jautri matavimų metodika, kad tarp įvairių skilimų būtų galima išskirti protoninį skilimą. 1962 m. Jungtiniame branduolinių tyrimų institute Dubne Flerovo vadovaujamai mokslininkų grupei pavyko nugalėti visus sunkumus ir susekti du radioaktyviuosius izotopus, kurie, radioaktyviškai skildami, išspinduliuoja protonus.

Uždaviniai

1. Reikia rasti radioizotopo Co_{27}^{55} skilimo konstantą, kai žinoma, kad per 1 val. jo atomų skaičius sumažėja 3,8%. [Ats. $\lambda = 1,08 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$]

2. U^{238} 1 g emituoja $1,24 \cdot 10^4$ α -dalelių per 1 s. Reikia surasti izotopo pusamžį T ir preparato aktyvumą A (kiuriais). [Ats. $T = 4,5 \cdot 10^9$ metų, $A = 3,35 \cdot 10^{-4} \text{ mCi}$]

3. Urano naugėse U^{238} ir Pb^{206} atomų skaičių santykis yra 2,785. Reikia surasti naugių amžių, laikant, kad visas švinas yra radioaktyvios kilmės (radioaktyvaus skilimo produktas). [Ats. Apie $2 \cdot 10^9$ metų]

4. Tiriant radžio emituojamų α -dalelių energiją, surastos 2 α -dalelių grupės. Vienos grupės α -dalelių energija yra $E_1 = 4,793 \text{ MeV}$, antros $E_2 = 4,612 \text{ MeV}$. Reikia apskaičiuoti išlaisvinamą energiją E_0 , kai radis virsta radonu, nubraižyti radono branduolių energijos lygių schemą ir apskaičiuoti γ -kvanto, kurį išspinduliuoja radono sužadintas branduolys, energiją. [Ats. $E_0 = 4,879 \text{ MeV}$. Radono branduolys turi vieną sužadintą lygį, kurio energija yra $0,184 \text{ MeV}$ didesnė už pagrindinio būvio energiją, ką patvirtina γ -spinduliai, kurių kvantų energija $h\nu = 0,189 \text{ MeV}$]

X SKYRIUS

ELEMENTARIOSIOS DALELĖS

§ 54. ELEMENTARIŲJŲ DALELIŲ PAGRINDINĖS YPATYBĖS

Atomų branduoliai, savaime skildami arba dirbtinai skaldomi, dažniausiai emituoja elementariąsias daleles — protoną, neutroną, pozitroną, elektroną ir kt. Elementariomis paprastai vadiname tokias daleles, kurių negalime suskaldyti į sudedamąsias dalis; šia prasme jos yra nedalomos, arba „paprastos“. Tačiau jos gali skilti savaime ir virsti kitokiomis dalelėmis; tokias elementarias daleles vadiname *nestabiliomis*. Nors jos virsta kitokiomis, kartais net ne viena, o keliomis dalelėmis, bet jų nelaikome sudėtomis iš smulkesnių dalelių, kurias gauname, elementariosioms dalelėms virstant kitokiomis. Kai kurios elementariosios dalelės, nors ir nevirsdamos savaime kitokiomis, kinta, skylant kitoms nestabilioms elementariosioms dalelėms. Jas vadiname *štabiliomis*. Visos elementariosios dalelės savaime arba nesavaime (skylant kitoms) virsta kitokiomis. Tai yra pagrindinė jų savybė.

Svarbiausi elementariųjų dalelių parametrai yra jų *elektros krūvis* ir *ramybės masė*. Šiuo metu žinomos trijų rūšių elementariosios dalelės: teigiamai ir neigiamai elektringos ir neutralios, be elektros krūvio. Visų elementariųjų (teigiamai bei neigiamai) elektringų dalelių krūvis yra vienodas ir lygus elementariajam elektros krūviui ($1,602 \cdot 10^{-19}$ C).

Reikia pažymėti, kad branduolinėje fizikoje kiekviena elementarioji dalelė apibūdinama 3 krūviais: *elektros*, *branduoliniu* ir *leptoniniu*. Jie išlaikomi visuose elementariųjų dalelių ir branduolių procesuose.

Elementariosios dalelės turi nevienodą ramosybės masę; jos visai neturi fotonas bei neutrinas. Ramosybės masė didėja, prade-

dant pozitronu bei elektronu ir baigiant paprastaisiais bei sunkiaisiais mezonais; dar didesnę masę turi protonas ir neutronas; o hiperonų masė yra žymiai didesnė ir už pastarųjų dalelių masę. Dažnai masės vienetu laikoma elektrono ramybės masė $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ kg.

Be to, elementariosios dalelės turi *sukinio mechaninį* ir *magnetinį momentus*. Sukinio mechaninis momentas yra labai svarbus parametras, nagrinėjant atomo branduolio struktūrą. Jis, reiškiamas kvantiniais $\left(\frac{h}{2\pi}\right)$ vienetais, yra nusakomas pusiniais bei sveikaisiais skaičiais; tačiau gali būti ir lygus nuliui.

Kai kurių elementariųjų dalelių magnetinis momentas yra lygus nuliui, o, apskritai, jis gali būti įvairaus dydžio, neišreikškiamo sveikuoju skaičiumi.

Pagaliau elementariosios dalelės pasižymi ir daugeliu kitokių ypatybių. Nestabilioms elementariosioms dalelėms yra būdingas *pusamžis* (§ 50) arba *vidutinė gyvavimo trukmė* (1,44 karto ilgesnė už pusamžį). Be to, visoms elementariosioms dalelėms yra būdingi jų sąveikos dėsningumai.

Iki 1930 m. buvo žinomos tik trys elementariosios dalelės — *protonas*, *elektronas* ir *fotonas*. 1928 m. Dirakas išvedė kvantinės mechanikos lygtį, kuri išaiškino visas pagrindines elektrono ypatybes. Pagal ją elektronui reikėjo priskirti dvi energijos reikšmių sritis, atskirtas tarpu $2m_e c^2 : E > +m_e c^2$ ir $E < -m_e c^2$. Antruoju atveju ($E < -m_e c^2$) elektrono energija ir masė $m = \frac{F}{c^2}$ būtų neigiamos. Dirakas parodė, kad neigiamas elektrono energijos reikšmės galima paprastai išaiškinti teigiant, kad yra teigiamai elektringas elektronas (e^+).

Pagal Dirako teoriją neigiamos energijos lygius užpildo elektronai, kurie sudaro nestebimą tolydinį foną. Jų skaičių nusakoma Paulio principas. Jeigu neigiamo lygio elektronui suteiksime didesnę už $2m_e c^2$ energiją, tai jis pereis į teigiamos energijos sritį, palikdamas neigiamų energijų fone „skylę“, kuri pagal elektros krūvio ir impulso išsilaikymo dėsnius turi turėti lygius, bet priešingo ženklo bei krypties krūvį ir impulsą, taigi turėti teigiamo elektrono ypatybes. Ir atvirkščiai, elektronas gali iš teigiamų energijų srities pereiti į neigiamų energijų sritį ir užimti laisvą lygį. Šiuo atveju elektronas ir skylė išnyksta —

anihiluojasi. Pagal energijos išsilaikymo dėsni jų ramybės energija pavirsta spinduliavimo (2 γ -kvantų) energija. Ši Dirako teorijos išvada pasitvirtino. 1932 m. Andersonas atrado kosminiuose spinduliuose teigiamą elektroną — pozitroną. Elektronas ir pozitronas buvo pavadinti *dalele* ir *antidalele*.

Vėlesni elementariųjų dalelių tyrimai parodė, kad kiekvieną elektringą arba neutralią dalelę atitinka antidalelė. Dalelės ir antidalelės turi tapatingus masę, sukinio momentą ir gyvavimo trukmę. Jų elektros krūviai ir magnetiniai momentai yra taipgi vienodi, tik priešingo ženklo bei priešingos krypties. Dalelių ir antidalelių buvimas rodo, kad jų atžvilgiu gamtos dėsniai yra simetriniai.

Dažniausiai randamos ir nuodugniai ištirtos elementariosios dalelės yra protonas ir neutronas. Protonai yra lengvojo vandenilio H_1^1 atomo branduoliai; juos gauname, jonizuodami vandenilio atomus, kurių jonizacijos energija yra lygi 13,58 eV. Protono (p) masė $m_p = 1,6724 \cdot 10^{-24}$ g; jo sukinio judėjimo kiekio momentas (išreikštas kvantiniais vienetais) lygus $\frac{1}{2}$. Protonas turi magnetinį momentą, kuris yra lygus 2,7928 branduolio magnetono. Stipriais elektriniais laukais specialiuose greitintuvuose protonus galime smarkiai pagreitinoti; pvz., Dubno sinchrofazotronu protonai pagreitinami iki 10^4 MeV.

Neutronas buvo aptiktas 1930 m. Botė ir Bekeris pastebėjo, kad, daužant α -dalelėmis lengvesnių elementų, pvz., Be, atomus, sukeliamas labai skvarbus spinduliavimas. Buvo išaiškinta, kad spinduliuojamos sunkios neelektringos elementariosios dalelės, kurios pavadintos neutronais.

Neutronas yra daug kuo panašus į protoną, tik neturi elektros krūvio. Neutronto (n) masė $m_n = 1,6747 \cdot 10^{-24}$ g, taigi ji tik 0,13% didesnė už protono masę. Neutronų sukinio judėjimo kiekio momentas lygus $\frac{1}{2}$, o magnetinis momentas lygus $-1,9130$ branduolio magnetono. Neigiamas magnetinio momento ženklas rodo, kad neutronto magnetinio momento kryptis yra priešinga jo judėjimo kiekio momento kryptčiai. Neutronai įeina į atomų branduolių sudėtį, todėl juos galima gauti, sukėlus branduolių reakcijas, kada vieno elemento branduoliai virsta kito elemento branduoliais, emituodami neutronus. Gausus

neutronų šaltinis yra Ra ir Be mišinys; 1 g per 1 s emituoja iki $2 \cdot 10^7$ neutronų.

Dabartiniu metu yra žinoma apie 30 elementariųjų dalelių. Jų svarbiausios ypatybės yra surašytos 19 lentelėje. Joje sunkiųjų mezonų ir hiperonų pateikiamos tik grupės, o dalelės nerūšiuojamos. Ženklas „ $\pm$ “ rodo, kad tos dalelės gali būti teigiamai ir neigiamai elektringos.

Elementariosios dalelės sąveikoja tarp savęs, ir ši sąveika esti labai įvairi. Jai išaiškinti kartais užtenka ištirti dviejų dalelių savitarpio sąveiką; o didesnio skaičiaus dalelių sąveiką galima laikyti sudėta iš atskirų dviejų dalelių sąveikų. Tačiau daugelio dalelių sąveiką taip aiškinti galima ne visada.

Dvi dalelės gali sąveikoti įvairiai. Jos gali veikti viena kitą jėga, panašia į gravitacijos jėgą. Jeigu dalelės traukia viena kitą ir juda palyginti nelabai greitai, tai tada jos susijungia, sudarydamos glaudų vientisą statinį. Teoriniai ir eksperimentiniai tyrimai rodo, kad tokiame elementariųjų dalelių statiniui yra būdingi stacionariniai būviai ir juos atitinkantieji energijos lygiai. Šiuo atveju dalelių sąveika trunka ilgesnį laiką. Tokio pobūdžio sąveikos pavyzdžiu yra dalelių sąveika, joms susiduriant su branduoliu, pozitrono ir elektrono arba protono ir neutrono sąveika. Kai pozitronas pralekia arti elektrono, tai jie gali vienas kitą pagauti ir abu, skriedami aplink bendrą jų sudarytos sistemos masės centrą, gali sudaryti į vandenilio atomą panašų stacionarų statinį. Pastarasis vadinamas *pozitronio atomu*. Atrodo, kad taip turėtų būti sudaryti junginiai H^-e^+ bei Cl^-e^+ ; čia pozitronas skrieja aplink neigiamą atomo joną. Pozitronis galėtų būti dviejuose labai artimuose energiniuose būvuose. Viename — pagrindiniame elektrono ir pozitrono sukinio momentai yra nukreipti antilygiagrečiai, o kitame — lygiagrečiai. Pirmasis pozitronio energijos lygis yra vienalypis, antrasis — trilypis. Pagal sukamojo momento išsilaikymo dėsnį, esantis vienalypiam būvyje pozitronis gali pavirsti dviem, o esantis trilypiam — trim fotonais. Pozitronio gyvavimo trukmė vienalypiam būvyje yra apie 10^{-10} s, o trilypiam trukmė yra žymiai trumpesnė (10^{-17} s); pozitrono ir elektrono virtimas trim fotonais yra labai retas reiškinys.

Kai tarp dalelių veikia atstūmimo jėga ar dalelių greitis yra didelis, jos nesusijungia; pakinta tik jų judėjimo pobūdis. Tokią

Elementariosios dalelės

Dalelių grupė	Dalelių pavadinimas	Žymėjimas	Dalelių elektros krūvis	Ramybės masė	Sukinio mechaninis momentas	Vidutinė gyvavimo trukmė	Tikimiausia skilimo schema
Fotonas	Sviesos kvantas	γ	0	0	1	stabilus	
Leptonai	neutrinas	ν	0	0	$1/2$	"	
	antineutrinas	$\bar{\nu}$	0	0	$1/2$	"	
	pozitronas	e^+	$+e$	m_e	$1/2$	"	
	elektronas	e^-	$-e$	m_e	$1/2$	"	
	miu-mezonas	$\mu^\pm$	$\pm e$	$207 m_e$	$1/2$	$2,15 \cdot 10^{-6} \text{ s}$	$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$
Lengvieji mezonai	pi-mezonas	π^+	$+e$	$273 m_e$	0	$2,5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$
		π^-	$-e$	$273 m_e$	0	$2,5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$
	pi-nulinis mezonas	π^0	0	$264 m_e$	0	$2,3 \cdot 10^{-16} \text{ s}$	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

Dalelių grupė	Dalelių pavadinimas	Zymėjimas	Dalelių elektros krūvis	Ramybės masė	Sukinio mechaninis momentas	Vidutinė gyvavimo trukmė	Tikimiausia skilimo schema
Kaonai	K-mezonai	$K^\pm$ $K_{1,2}^0$	$\pm e$ 0	966,6 m_e 974 m_e	0 0	$1,2 \cdot 10^{-8}$ s 10^{-10} ir 10^{-8} s	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$; $\pi^+ + \pi^0$ $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$; $2\pi^0$ $K_2^0 \rightarrow 3\pi$
Nuklonai	{ protonas neutronas antineutronas antiprotonas	p n $\bar{n}$ $\bar{p}$	$+e$ 0 0 $-e$	1836,1 m_e 1838,6 m_e 1838,6 m_e 1836,1 m_e	$1/2$ $1/2$ $1/2$ $1/2$	stabilus 17 min 17 min stabilus	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$
Hiperonai	{ lambda-, sigma- ir ksi- hiperonai	$\Sigma^\pm$ Ξ^- $\Lambda^0, \Sigma^0, \Xi^0$	$\pm e$ arba 0	nuo 2100 m_e iki 2600 m_e	$1/2$ $1/2$ $1/2$	$(0,8 \div 2,5) 10^{-10}$ s	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$; $n + \pi^0$ $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$; $n + \pi^+$ $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$

sąveiką galima laikyti savotišku dalelių susidūrimu; susidūrusios jos abi pakeičia judėjimo kryptį ir greitį. Pvz., greitieji elektronai, išbarstomi protonais arba kitomis elementariosiomis dalelėmis, sąveikuoja su barstančiosiomis dalelėmis.

Šiuose visuose procesuose elementariąsias daleles veikia įvairios jėgos. Jeigu dalelės yra elektringos, jas veikia elektrostatinės, o joms judant, ir elektromagnetinės jėgos. Be to, tarp nuklonų — dalelių, sudarančių branduolį, — veikia visai kitokio pobūdžio vadinamosios *branduolinės jėgos*, kurios tepasireiškia labai mažuose nuotoliuose. Branduolinės jėgos priklauso nuo dalelių savitarpio judėjimo ir sukinio momento orientacijos. Jos turi didelę reikšmę atomų branduolio struktūrai.

Sąveikodamos elementariosios dalelės ne tik pakeičia savo judėjimo pobūdį, bet kartais ir pačios iš esmės pakinta, virsdamos kitokiomis. Gali pakisti ir dalelių skaičius; vienos iš jų gali lyg ir išnykti, o atsirasti visai naujos. Pvz., tam tikrais atvejais, fotonui sąveikojant su kitomis elementariosiomis dalelėmis (protonu arba neutronu), iš fotono susidaro *dalelių pora* — elektronas ir pozitronas, o kitos dalelės nekinta. Priešingos krypties procesas vadinamas *anihiliacija*; susijungiant pozitronui ir elektronui, susidaro du arba trys fotonai.

Šiuo metu žinoma daug ir labai įvairių elementariųjų dalelių virtimų kitomis. Šiuose visuose procesuose yra išlaikomas energijos ir judėjimo kiekio išsilaikymo dėsnis. Taigi dalelių energijos ir judėjimo kiekių suma, iki joms susiduriant ir susidūrus, nepakinta. Energija ir impulsas reiškiami reliatyvumo teorijos nusakomu būdu:

$$E=mc^2 \text{ ir } p=mv; \text{ čia } m=\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}},$$

c yra šviesos greitis vakuume, m_0 — dalelės masė, kai ji nejudą, v — dalelės greitis.

Apskritai, elementariąsias daleles galima suskirstyti į 4 skirtingas grupes: 1) *sunkiosios dalelės*, jų tarpe ir nuklonai; 2) *mezonai*, arba tarpinės dalelės; 3) *lengvosios dalelės* ir 4) *fotonai*. Sunkiosios ir lengvosios dalelės yra įprastinės medžiagos sudėtinės dalelės, o mezonai ir fotonai — mezoninio ir elektromagnetinio lauko kvantai. Dalelių grupės yra tarp savęs surištos. Šį ryšį nusako 3 pagrindinės reakcijos. Sunkiąsias daleles ir mezonus suriša vadinamasis *Jukavos branduolinės*

sąveikos, lengvasias ir fotonus — *Dirako elektromagnetinės sąveikos* ir sunkiąsias bei lengvasias — *Fermio β -skilimo procesas*. Šie procesai skiriasi savo stiprumu. Jukavos branduolinė sąveika yra stipriausia; ją sąlygoja branduolinės jėgos. Fermio (β -skilimo) sąveika yra žymiai (apie 10^{14} kartų) silpnesnė už branduolinę, o Dirako elektromagnetinė sąveika tik 2000 kartų. Stiprios sąveikos procesai yra labai greiti. Jie trunka apie 10^{-23} s. Silpnos sąveikos procesų trukmė siekia 10^{-9} s, taigi yra apie 10^{14} kartų ilgesnė už stiprių procesų trukmę.

Silpnos sąveikos procesus, k. a. β^- , ($\pi-\mu$), ($\mu-e$) ir kt., skirstome į 2 grupes: *leptoninius* ir *neleptoninius*. Leptoniniais vadiname lėtuosius procesus, kuriuose dalyvauja tik leptonai — μ -mezonai, elektronai ir neutrinas. Leptoninio tipo procesai yra silpni, jų klasifikacija pagrįsta leptoniniu krūviu. Visų leptonų (e^- , μ^- ir ν) leptoninis krūvis yra lygus $+1$, o antileptonų (e^+ , μ^+ ir $\bar{\nu}$) — -1 , visų kitų elementariųjų dalelių — nuliui. Visuose leptoniniuose procesuose išlaikomas leptoninio krūvio dydis. Leidžiami ir gamtoje sutinkami tokie leptoninio krūvio išsilaikymo dėsnio procesai:

$$\beta^- \text{ — skilimas: } n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu};$$

$$\beta^+ \text{ — skilimas: } p \rightarrow n + e^+ + \nu;$$

$$e \text{ — pagavimas: } p + e \rightarrow n + \nu;$$

$$(\pi^+ \rightarrow \mu^+) \text{ — skilimas: } \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu;$$

$$(\mu^+ \rightarrow e^+) \text{ — skilimas: } \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}.$$

Leptoninio krūvio išsilaikymo dėsnio uždraustų procesų gamtoje nepasitaiko.

Elementariųjų dalelių ypatybės aprašomos skirtingų statistikų. Pusinio ($\frac{1}{2}$) sukinio momento dalelėms aprašyti taikoma Fermio ir Dirako statistika. Šios dalelės vadinamos *fermionais*; joms tinka Paulio draudimo principas. Elementariosios dalelės, kurių sukinio momentas lygus sveikajam skaičiui (0 arba 1), aprašomos Bozės ir Einšteino statistika. Šios dalelės vadinamos *bozonais*. Joms nebetaikomas draudimo principas.

Būdinga dalelių skilimo reakcijų ypatybė yra jų grįžtamumas. Jeigu kokia nors dalelė suskyla į dvi atskiras, tai galima laukti, kad šios dvi dalelės susijungusios gali sudaryti vėl pradinę dalelę. Pvz., neutronas virsta protonu, emituodamas elektroną ir antineutriną: ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$); ir, atvirkščiai, protonas,

absorbavęs elektroną ir antineutriną, turėtų pavirsti neutronu ($p + e^- + \bar{\nu} \rightarrow n$). Abiejų procesų trukmė neprivalėtų žymiai skirtis.

Be to, emituojant bet kurią dalelę, visada tuo pačiu absorbuojamas jos antipodas — antidalelė; pvz., emituojant elektroną, visada yra absorbuojamas pozitronas. Dalelė ir jos antidalelė, susidūrusios viena su kita, pasinaikina; šį procesą vadiname dalelių anihiliacija; pvz., pozitronas yra elektrono antidalelė, nes anihiliuoja su elektronu. Anihiliuojantis dalelėms, atsiranda fotonai arba kokios nors kitos dalelės, kurių masė yra ekvivalentiška anihiliuojančiųjų dalelių masei.

§ 55. ELEMENTARIŲJŲ DALELIŲ TYRIMO BODAI

Eksperimentiškai tiriant atomo branduolio struktūrą, svarbiausia yra pažinti branduolio spinduliavimą, branduolio emituojamas elementariąsias daleles ir išmatuoti jų energiją. Visos elektringos, skriejančios dideliu greičiu, taigi turinčios didelę energiją, dalelės jonizuoja medžiagą, per kurią pereina. Paprastai daleles susekame ir jų energiją išmatuojame, naudodamiesi jų jonizacijos pajėgumu. Neelektringos dalelės, pvz., neutronai, medžiagos betarpiškai nejonizuoja, tačiau sukuria jonizuojančiąsias daleles; pastarosiomis ir naudojames, sekdami neelektringas daleles. Panašiai susekame ir γ -spinduliavimą.

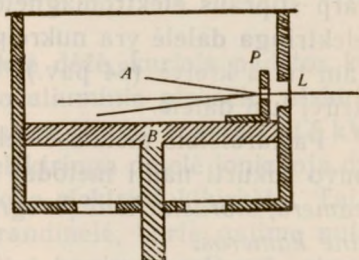
Jonizuojančiųjų dalelių tyrimo metodus galime suskirstyti į dvi grupes. Pirmosios grupės metodais stebime akimi dalelių takus, trajektorijas, iš kurių atpažįstame daleles ir susekame jų energiją; antrosios — išmatuojame dalelių tam tikrame tūryje sukeltą jonizaciją.

1. Takų metodas (kondensacinė kamera, storasluoksnė fotoplokštelė, emulsinė, purslų ir kibirkštinė kameros).

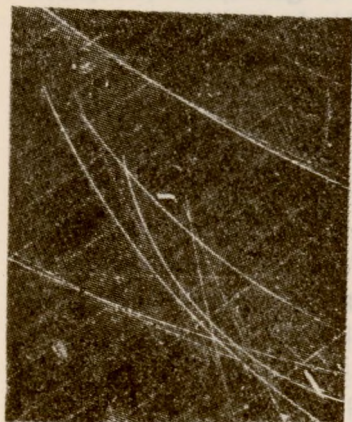
Kartais galime orą persotinti vandens garais. Reikia tik iš jo pašalinti kondensacijos branduolius, kuriuos gali sudaryti labai smulkios dulkelės, elektringos dalelės — teigiami ir neigiami jonai bei elektronai. Paprastai kondensacijos branduolius pašaliname, kondensuodami garus; tuomet jie nusėda drauge su vandens lašeliais. Lengviausiai garai kondensuojasi ant dul-

kelių; šias pašalinius, garai susikondensuoja ant neigiamai elektringų dalelių, kai galinio ir pradinio tūrių santykis, adiabiškai plečiantis, pasiekia 1,25; o kai šis santykis pasiekia 1,31 — jie kondensuojasi ir ant teigiamų jonų.

1911 m. C. Vilsonas pastebėjo, kad α -dalelės, skriedamos vandens garais persotintu oru, palieka pėdsakus; pakeliui α -dalelės jonizuoja orą; ant jonų susikondensuoja vandens garai mažyčiais lašeliais, kurie, stipriai nušviesti, yra regimi. Iš pradžių šie vandens lašeliai sudaro griežtą liniją — dalelės taką, bet vėliau dėl šiluminio bei mechaninio molekulių judėjimo tako griežtumas išnyksta, takas išplinta, nes vandens lašeliai, molekulių daužomi, išsiskirsto. Vilsonas padirbo *kondensacinę kamerą* atskiroms dalelėms sekti. Ją sudaro kamera A su stūmokliu B (83 pav.). Viršutinė kameros sienelė yra stiklinė. Kameros viduje oras yra prisotintas vandens garų. Staigiai patraukus stūmoklį žemyn, esąs kameroje oras adiabiškai išsiplečia, jo temperatūra nu-



83 pav.



84 pav.

krinta, ir oras pasidaro persotintas. Kameros šone yra žėručio langelis L, per kurį į kamerą įlekia α - arba kitokios elektringos dalelės. Kol stūmoklis yra pakeltas, langelį uždaro storesnė metalinė plokštelė P, kuri sulaiko lekiančias į kamerą daleles. Stūmokliui nuslinkus žemyn, langelis atsidaro.

Paprastai dalelių takai kameroje yra fotografuojami. Griežtas dalelės takas gaunamas tik tuomet, kai fotografuojant šviečiama labai trumpą laiką ir kaip tik tuo akimirksniu, kai takas susidaro,

nes, kaip jau minėjome, vėliau takas išsiplečia. Todėl fotografuojama automatiškai ir tuo akimirksniu, kai dalelė įlekia

į kamerą. Šiuo tikslu fotografijos aparatai sujungiami su tam tikromis relėmis, kurias paleidžia veikti elektronų skaitikliai (§ 55, 2). Iš pradžių dalelė patenka į elektronų skaitiklį, o tik vėliau įleikia į kamerą.

Elektronų skaitiklis, kai tik į jį įleikia dalelė, paleidžia relę, kuri atidaro fotografijos aparatą. Skobelcynas padėjo kondensacinę kamerą stipriame magnetiniame lauke, įtaisydamas ją tarp stipraus elektromagneto polių. Tuomet patekusi į kamerą elektringa dalelė yra nukreipiama; jos takas yra nebe tiesė, bet tam tikra kreivė (84 pav.). Tako išlenkimas rodo, kokio ženklo krūvį turi dalelė.

Pastaraisiais metais didelės energijos dalelių takams stebėti buvo sukurti nauji metodai ir padaryti nauji prietaisai: *purslų kamera, storasluoksnė fotografinė plokštelė, emulsinė ir kibirkštinė kameros*.

Purslų kameros veikimas panašus į kondensacinės kameros veikimą. Perkaitintas skystis gali pasilikti perkaitintame būvyje trumpą (iki kelių mikrosekundžių) laiką. Tegu pro skystį praskrieja elektringa dalelė. Jos sukurtieji jonai, perduodami aplinkinėms skysčio molekulėms savo kinetinę energiją, sukelia vietinį skysčio perkaitinimą. Susidaro smulkios gemalinės garų pūslėlės, kurios greit padidėja ir pasidaro matomos. Purslų kameroje galima naudoti įvairius lengvai garuojančius skysčius: vandenilį, helį, propaną, ksenoną ir kt. Jų tankis artimas fotografinės emulsijos tankiui. Tai yra didelis šios kameros privalumas.

Tiriant elementariąsias daleles fotografiniu būdu, storasluoksnis filmas arba plokštelė „nušviečiami“ tiriamuoju spinduliavimu; išryškinę filmą, jo emulsijos sluoksnyje per mikroskopą matome dalelių takus, nes didelės energijos elektringos dalelės, pralėkdamos sluoksnį, jonizuoja AgBr molekules. Jonizuotos molekulės sudaro sidabro grūdėlio gemalėlius, kurie leidžia regėti takus. Dalelių takai fotofilme yra labai (tik apie 0,01 mm) trumpi, nes emulsijos tankis sluoksnyje apie 10^3 kartų didesnis už dujų tankį. Fotosluoksnyje elektringoji dalelė sulaikoma per trumpą laiką. Ši fotosluoksnių ypatybė yra labai svarbi, tiriant trumpo amžiaus daleles. Tačiau turinčios didelę energiją dalelės dažniausiai pralekia kiaurai, ir takai nepasibaigia plokštelėje.

1948 m. Alpersas, Pouelas ir kt. sukonstravo emulsinę kamerą. Ją sudaro sudėti vienas ant kito stori emulsijos sluoksniai. Apšvitinti tiriamaisiais spinduliais, jie išskirstomi, išryškinami ir ištiriami kiekvienas atskirai. Emulsinėje kameroje dalelių takai eina iš vieno sluoksnio į gretimą, kol pasibaigia kuriame nors arba praeina kiaurai. Kad galima būtų lengvai surasti takų tąsą gretimuose sluoksniuose, rentgeno spinduliais arba optiniu būdu juose sudaromas bendras koordinatinis tinklelis.

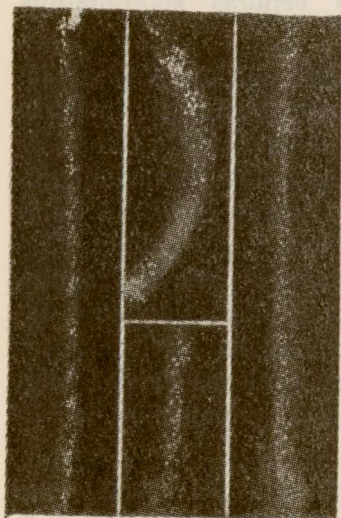
Kibirkštinę kamerą sudaro didelė dėžė, kurioje padėtos kelios dešimtys didelių 2,5 cm storio aliuminio plokščių, atskirtų viena nuo kitos per 1 cm. Plokštėms suteikiama aukšta (iki 5 kV) įtampa. Pralėkdama pro kamerą, elektringa dalelė jonizuoja dujas tarp plokščių, ir jos take prašoka elektrinė kibirkštis. Taigi dalelės taką pažymi kibirkščių grandinė, kurią galime nufotografuoti ir išanalizuoti. Kibirkštinė kamera pasižymi „atmintimi“. Sukurtieji, dalelei pralekiant, jonai lėtai difunduoja, todėl jos takas išsilaiko kurį laiką, jau pralėkus dalelei. Atseit, plokštėms galima suteikti įtampą ir jau pralėkus dalelei, taigi kamerą galima paleisti veikti automatiškai, panaudojus patį tiriamąjį reiškinį.

Norint jonizuojančiąją dalelę atpažinti ir jos energiją apskaičiuoti, reikia žinoti ne tik dalelės elektros krūvio e dydį ir ženklą, bet ir jos ramybės masę m_0 bei jos greitį v . Paprastai užtenka surasti tik dalelės energiją E arba jos greitį v , nes nedidelių greičių (nereliatyvinių) dalelių $E = \frac{1}{2}mv^2$, o didelių greičių (reliatyvinių) — $v \approx c$ ir $E = mc^2$.

Elektringa dalelė, skriedama kondensacinėje kameroje arba fotosluoksnyje, jonizuoja medžiagos daleles, ir jos energija mažėja. Kai yra kokios nors stabdančios medžiagos, 1 cm ilgio kelyje dalelė jonizuodama netenka energijos kiekio $\frac{dE}{dx}$, kuris priklauso nuo jonizuojančiosios dalelės elektros krūvio ir jos greičio ir beveik visai nepriklauso nuo masės, kai dalelės energija žymiai prašoka jonizacijos energiją. Jei kondensacinę kamerą užpildo oras, tai

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{182Z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2 + 9,4 \right] \frac{\text{eV}}{\text{cm}}; \quad (55,1)$$

čia $\beta = \frac{v}{c}$, Z — dalelės medžiagos eilės numeris periodinėje elementų sistemoje. Patirta, kad jonų porai sudaryti ore reikia su-
naudoti 32 eV energijos. Padaliję (55,1) lygtį iš 32 eV, suranda-
me dalelės sukurtų 1 cm ilgio kelyje jonų porų skaičių, kurį
vadiname dalelės *specifiniu jonizavimu*. Šis jonizavimas kitose
medžiagose išreiškiamas panašia lygtimi, tik yra kitokios kons-



85 pav.

tantų. Kai kada iš dalelės specifi-
nio jonizavimo galime spręsti apie
jos elektros krūvį e (jos jonizavimo
galia $\sim e^2$) bei masę m . Dalelės su-
kurtų jonų skaičių galime surasti,
šiek tiek jos išplitusiam take su-
skaičiavę vandens lašelius arba du-
jų pūsleles. 85 pav. matome tokius
išplitusius elektrono takus; juose
aiškiai galima atskirti pavienius
vandens lašelius — atskirus jonus.
Taigi, išmatavę dalelės jonizavimo
galią, galime surasti dalelės greitį.

Jonizuojančiosios dalelės energi-
ją galima išmatuoti tokiais trimis
būdais: tiriant a) *visą dalelės joni-
zaciją*, b) *jos tako išlenkimą mag-
netiniame lauke* ir c) *daugkartinį
išbarstymą*.

Kai dalelė jonizavimui panaudoja visą savo kinetinę ener-
giją, tada jos takas pasibaigia kondensacinėje kameroje arba
fotoplokštelėje. Suskaičiavę dalelės kelyje sukurtų jonų porų
skaičių, galime surasti visą dalelės energiją, padauginę tą skai-
čių iš 32 eV (jei dalelė skrieja ore). Tačiau didesnės energijos
dalelės pralekia kamerą kiaurai, ir joje galime pastebėti tik tako
dalį. Tada skersai magnetinį lauką dalelė skrieja kreivu taku,
kurio kreivumo radiusas

$$r = \frac{mv}{eH}. \quad (55,2)$$

Išmatavę r ir žinodami dalelės specifinį krūvį $\frac{e}{m}$, galime su-
rasti jos greitį v bei jos energiją $\frac{1}{2} mv^2$, o reliatyvinių dalelių

$$mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \text{dalelės elektros krūvio ženklą susekame iš jos}$$

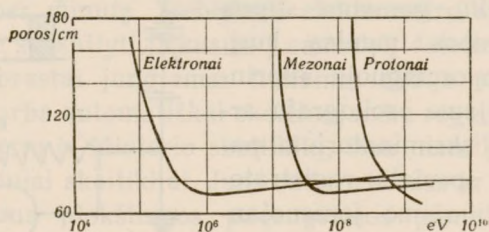
tako išsilenkimo magnetiniame lauke, o krūvio dydį — iš specifinio jonizavimo.

Tiriant didelės energijos daleles fotoplokštelėmis, labai gerai tinka daugkartinio išbarstymo būdas. Dalelė, susidurdama su atomų branduoliais, daug kartų keičia skriejimo kryptį; jos takas yra laužtinė linija. Dalelės nuokrypio kampas bus tuo mažesnis, kuo didesnis jos greitis, o tuo pačiu — ir energija.

Kai jonizuojančioji dalelė yra branduolys, tai, išmatavę specifinį jonizavimą ir kuriuo nors vienu būdu — energiją, galime surasti jo masę. Dvi vienodo krūvio, bet skirtingų masių daleles, pvz., elektroną ir protoną, atskiriame todėl, kad, kai jų energija vienoda, jų specifinis jonizavimas yra tiesiogiai proporcingas masei; nereliatyviųjų dalelių specifinis jonizavimas yra at-

virkščiai proporcingas greičio kvadratui, o $v = \sqrt{\frac{2E}{m}}$. Turėdamas apie 10^4 eV energiją, 1 cm ilgio kelyje protonas sukuria apie 10^4 , o elektronas — tik apie 200 jonų porų.

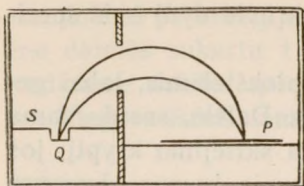
Labai didelių energijų srityje, kai dalelės $v \approx c$ ir $\beta \approx 1$, specifinis jonizavimas nepriklauso nuo dalelių masės ir ore apytiksliai lygus 70 jonų porų 1 cm kelyje. Tada kalbama apie *mažiausią jonizavimą*. Dalelių (e^- , μ ir p) specifinio jonizavimo priklausomybę nuo energijos grafiškai vaizduoja 86 pav. kreivės.



86 pav.

Mažiausio jonizavimo sritis prasideda tada, kai dalelės kinetinė energija susilygina su jos ramybės energija $m_0 c^2$. Šioje srityje negalime atpažinti dalelių, turinčių vienodą krūvį, bet skirtingas mases. Labai didelių energijų dalelių energiją įvertiname tik apytiksliai, nustatę jų susprogdinto branduolio skeveldrų masę bei greitį arba tų skeveldrų pasiskirstymo kampą: kuo

didesnė skeveldrų energija, atseit, kuo yra didesnė skaldančių branduolių dalelių energija, tuo kampas siauresnis.



87 pav.

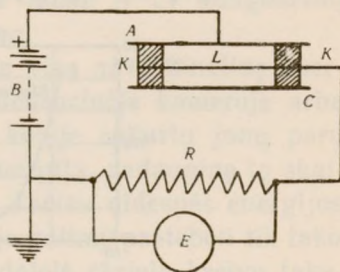
Žinant dalelių elektros krūvį ir masę, jų energijai surasti dažnai naudojamas panašus į masių spektrografą (§ 11) *magnetinis spektrografas*, kurio schema pavaizduota 87 pav. Juo matuojama elektronų ir α -dalelių energija. Emituotos šaltinio Q elektringos dalelės skrieja apskritimu

skersai magnetinį lauką ir nugula plokštelę P . Išmatavę QP , surandame dalelių trajektorijos kreivumo radiusą.

2. Jonizacijos metodas (jonizacijos kamera, elektronų skaitiklis).

Branduolių skeveldrų bei jų spinduliavimo energija dažnai matuojama jonizacijos kamera. Ji susideda iš indelio su dviem elektrodais, kurie sudaro dujinį kondensatorių. Jonizuojančiųjų dalelių srautu arba spinduliavimu nušvietus dujas tarp elektrodų, susidaro jonai ir elektronai, kurie, veikiami sudarytos tarp elektrodų nedidelės įtampos, slenka prie elektrodų. Susidaro silpna jonizacijos srovė, kurią sustiprinę išmatuojame elektrometru arba galvanometru.

Kai į jonizacijos kamerą pakliūva pavienių dalelių, gauname silpną elektrinės įtampos impulsą, kurį, sustiprinę proporcinguoju stiprintuvu, išmatuojame oscilografu arba, paskirstę diskriminatoriumi pagal energijas, specialiu registratoriumi suskaičiuojame jonizuojančiąsias daleles. Naujausios konstrukcijos jonizacijos kameros užregistruoja šimtus dalelių per sekundę.



88 pav.

Jonizuojančiųjų dalelių matavimo prietaisams pajautrinti naudojamas Geigerio ir Miulerio elektronų skaitiklis.

Elektronų skaitiklį sudaro kelių centimetrų ilgio metalinis, stiklinis arba kvarcinis vamzdelis AC , apdengtas metaliniu

sluoksniu, iš abiejų galų uždarytas izoliaciniais, pvz., gintaro arba ebonito, kamščiais K (88 pav.). Pro šiuos kamščius vamzdelio ašyje yra ištempta plona, šiek tiek oksidinta metalinė vielė L . Tarp vielės ir vamzdelio sienelių sudaroma didelė (iki 1500 V ir daugiau) įtampa. Vienas baterijos B polius sujungiamas su vamzdelio sienele, antras per didelės varžos varžyną R — su viela ir įžeminamas. Lygiagrečiai įjungiamas stygos elektrometras E .

Vamzdelyje oras praretinamas; jo slėgimas sumažinamas iki tiek, kad jį atsvertų kelių (10—12) cm Hg stulpelis. Kartais vamzdelis papildomas kitokių, dažniausiai argono, dujų. Sudaromoji įtampa taip parenkama, kad jį būtų bent kiek mažesnė už tą, kuriai esant vamzdelis pradeda savaime išsielektrinti. Įlėkusi į vamzdelį, greita elektringa dalelė jonizuoja jame dujas. Atsiradę jonai ir elektronai, elektrinio lauko veikiami, skrieja į vielę bei vamzdelio sienes; pakeliui susidurdami su dujų atomais, jie sukuria naujus jonus; todėl gaunamas pakankamai stiprus elektros srovės impulsas, galįs nukreipti elektrometrą. Šis impulsas labai trumpas: jis trunka tol, kol visi jonai pasiekia vielę bei vamzdelio sienes. Elektrometras veikia taip. Tekant elektros srovei, varžyno R galuose susidaro potencialų skirtumas. Plona elektrometro styga, įgavusi elektros krūvį, įsielektрина ir nukrypsta. Parinkus tinkamą įtampą, ji greitai grįžta atgal, ir todėl galima „suskaityti“ kelis šimtus nuokrypių per minutę. Stebėdami elektrometro stygos nuokrypius, galime suskaityti įlėkusias į vamzdelį daleles. Vietoj elektrometro paprastai jungiamas tinkamas radijo stiprintuvas su garsintuvu arba automatiškai skaičiuojančiu registratoriumi.

Be Geigerio ir Miulerio skaitiklių, šiuo metu plačiai naudojami kristaliniai skaitikliai. Juos sudaro mažas kristalėlis, kurio dvi paviršiaus plokštumos padengiamos plonais metaliniais elektrodais. Kristalėlis nušviečiamas tiriamuoju jonizuojančiu spinduliavimu. Išlaisvinti kristalo elektronai, elektrinio lauko veikiami, slenka prie anodo. Jų sukeltas srovės impulsas sustiprinamas ir užregistruojamas. Išlaisvinti elektronai privalo praeiti kristale pakankamai ilgą kelią, kol esti pagaunami gardelės defektų (spąstų) ir vėl pririšami. Tačiau šio jų slinkimo gardelėje trukmė turi būti labai trumpa, kad skaitiklis netrukus vėl galėtų pajusti naują jonizacijos vyksmą. Jautrių kristalinių

skaitiklių skiriamoji galia yra apie 10^{-7} s. Kristaliniais skaitikliais galime matuoti ir energijos nuostolius, nes yra susekta, kad 1 elektronui išlaisvinti reikalinga apie 10 eV energija.

Branduolių spinduliavimui tirti plačiai pradedami naudoti scintiliaciniai skaitikliai. Lėkdamos per kietus bei skystus kūnus, didelės energijos dalelės sužadina vietinius šviesos blyksnelėjimus — scintiliacijas. Scintiliacijų metodą prieš 40 metų sukūrė Rezerfordas; juo buvo skaičiuojamos α -dalelės. Dabartiniu metu, vartojant antrinių elektronų daugintuvą, scintiliaciniais skaitikliais ne tik skaičiuojamos kritusios dalelės, bet taip pat matuojamas dalelių pluoštų stiprumas ir registruojamos pačios dalelės. Scintiliacinių skaitiklių skiriamoji galia siekia 10^{-10} s. Kadangi kiekvienos scintiliacijos šviesos stiprumas yra proporcingas sužadinančios šią scintiliaciją dalelės energijai, todėl šiuo skaitikliu galime matuoti ir energiją.

Labai greitų dalelių energijai bei greičiui matuoti pastaruoju metu sudaryti nauji labai jautrūs skaitikliai, kurių veikimas pagrįstas 1934 m. atrastu Čerenkovo efektu. Kai elektringa dalelė skrieja per skaidrią n lūžio rodiklio medžiagą greičiu v , didesniu už šviesos sklidimo greitį $\frac{c}{n}$ toje medžiagoje, tai ji spinduliuoja tam tikra kryptimi koherentinę šviesą. Kai dalelės spinduliavimo linkmė sudaro su jos skriejimo kryptimi kampą θ , tai

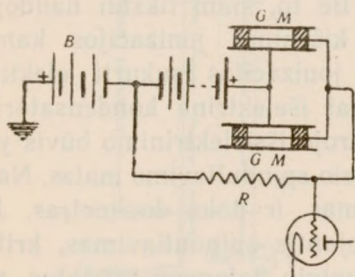
$$\cos \theta = c/nv.$$

Čerenkovo spinduliavimas matuojamas fotodaugintuvu. Kadangi kampas θ tam tikroje aplinkoje priklauso nuo dalelės greičio v , tai Čerenkovo skaitikliu galime ne tik susekti greitas daleles, bet ir išmatuoti jų greitį.

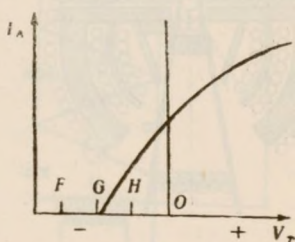
Elektronų skaitiklis tik skaičiuoja sukeliančias jonizaciją elektringas daleles (elektronus, protonus, α - ir kitas) ir vamzdelio absorbuotus šviesos fotonus, visai neparodydamas, kurios rūšies dalelė skrieja per jį. Pavienis skaitiklis net neįstengia nurodyti, kuria kryptimi skrieja jonizuojantysis fotonas arba dalelė. Jų kryptis nustatoma dviem ir daugiau skaitiklių, kurie sujungiami taip, kad garsintuvas ar registratorius užregistruotų tik tokius fotonus arba daleles, kurie pereina per visus skaitiklius. Toks matavimo būdas vadinamas *koincidencijos būdu*.

89 pav. vaizduoja dviejų skaitiklių koincidencijos schemą. Skaitiklių $G-M$ vielelės yra sujungtos su radijo lempos tinkleliu, kuris per varžyną R prijungtas prie neigiamo tinklelio baterijos B poliaus. Teigiamas šios baterijos polius yra įžemintas. Skaitiklių sienelės sujungtos su teigiamu aukštos įtampos baterijos poliumi; šios baterijos neigiamas polius sujungtas su neigiamu tinklelio baterijos poliumi.

Radijo lempos charakteristiką rodo 90 pav. Teikiamą baterijos B tinkleliui neigiamą įtampą grafiškai vaizduoja OF . Tokiu atveju anodinė srovė visai neteka. Jei vienas skaitiklis išsielekt-rina, tai, tekant jonizacijos srovei per varžyną R , tinkleliui suteikiama priedinė teigiama įtampa. Jos dydį vaizduoja FG .



89 pav.

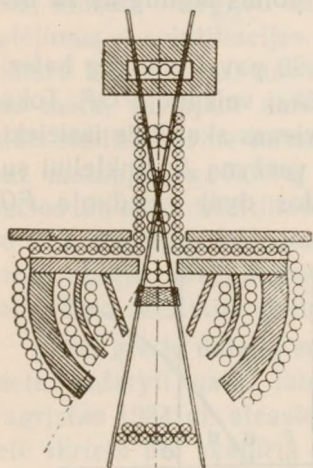


90 pav.

Išsielektravimo akimirksniu tinklelio neigiama įtampa yra dydžio OG ; taigi ir tuomet anodinė srovė lygi nuliui. Bet kada abu skaitikliai išsielekt-rina vienu metu, tinklelis įgyja dydžio $FH=2FG$ priedinę teigiamą įtampą; šiuo atveju tinklelio neigiama įtampa yra tik dydžio OH , taigi anodinė srovė jau gali tekėti. Jei į radijo lempos tinklą (dažniausiai vietoj jos imamas tinkamas radijo stiprintuvas) įjungtume garsintuvą ar regist-ratorių, tai šis pagarsins arba užregistruos tik tuos elektros srovės impulsus, kurie tuo pačiu metu įvyksta abiejuose skaitik-liuose; taigi toks įtaisas skaitys tik daleles, pralėkusias per abu skaitiklius. Taip sujungtais skaitikliais galima nustatyti spindu-lių kryptį. Tiesa, bus užregistruotas impulsas ir tuomet, kai dvi dalelės lėks tuo pat metu per abu skaitiklius; tačiau toks atvejis labai retai tepasitaiko. Koincidencijos būdas ypač labai plačiai taikomas kosminiams spinduliams tirti. Sujungti skaitikliai daž-nai vadinami *kosminių spindulių teleskopu*, nes jis rodo, kuria kryptimi eina tie spinduliai.

91 pav. pavaizduota sudėtingo kosminių spindulių teleskopas, sudaryto iš elektronų skaitiklių ir absorbuojančių sluoksnių, schema. Toks teleskopas naudojamas mezonų išbarstymui tirti.

Pagaliau šiuo metu jau daug kur, naudojant atominę energiją, labai reikalingi dozimetrai, kuriais išmatuojama per tam



91 pav.

tikrą laiką visas kritęs į nusakytą vietą, pvz., į atominės elektrinės darbuotoją, skvarbusis spinduliavimas. Tokiuose dozimetruose yra fotografinio filmo juostelės, kurių pajuodavimas proporcingas absorbuotai spinduliavimo energijai. Be to, šiam tikslui naudojamos kišeninės jonizacijos kameros; jonizacijos sukurti elektros krūviai išelektrina kondensatorių; pastarojo išsielektrinimo būvis yra kritusio spinduliavimo matas. Naudojamas ir toks dozimetras. Jonizuojantis spinduliavimas, kritęs į šarminių halogenų kristalus, sukuria absorbcijos centrus, kurių

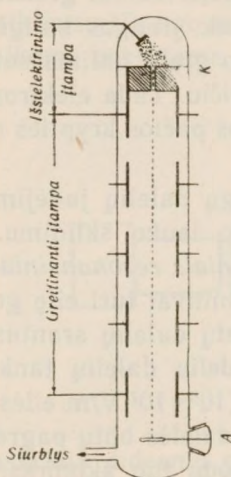
koncentracija yra proporcinga kritusiam spinduliavimui; koncentracija matuojama optiniu būdu.

§ 56. ELEMENTARIJŲ DALELIŲ PAGREITINIMO BŪDAI

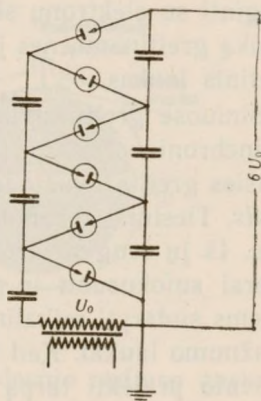
Svarbiausias šių laikų atomo branduolio fizikos uždavinys yra ištirti elementarių dalelių bei atomų branduolių skilimus ir virtimus vieny kitais. Atomų branduoliams suskaldyti reikalingos labai didelės energijos dalelės; šiam reikalui naudojami smarkiai pagreitinoti protonai, deutonai, α -dalelės, o pastaruoju metu — ir atomų (pvz., C_6^{12} ir C_6^{13}) branduoliai; atomai skaldomi ir pagreitintais elektronais; jais sukuriama didelės energijos fotonai (γ -spinduliai), kurie gali suskaldyti branduolius.

Didelės energijos dalelėms gauti paprastai stiprus jonų srautas paleidžiamas išilgai elektrinio lauko, kurį praskriedami jonai pagreitėja ir įgyja iki kelių 10^9 eV energiją. Iki 10^6 eV energijos elektringos dalelės pagreitinamos vienkartiname grei-

tintuve, kurio schema pavaizduota 92 pav. Tarp kraštinių greitintuvo elektrodų sudaroma didelė greitinamoji įtampa. Labai didelės energijos dalelėms gauti naudojami daugkartiniai greitintuvai. Pastaruosiuose įrengiama daug atskirų sekcijų, tarp kurių elektrodų sudaromos palyginti neaukštos ir vienodos įtampos. Greitinamosios dalelės iš eilės perbėga visas sekcijas.



92 pav.



93 pav.

Aukštos (iki 1–5 MV) greitinančios įtampos gaunamos Van de Grafo (II d. § 23) arba kaskadiniu generatoriumi. Pastarojo schema pavaizduota 93 pav. Nuosekliai bei lygiagrečiai sujungę lygintuvus ir kondensatorius, daug kartų (schemoje 6 kartus) padidiname transformatoriaus teikiamą įtampą (apie 100 000 V). Kad galimų išsielektrinimų būtų mažiau, generatorius paprastai patalpinamas aukšto slėgimo katiluose, kurie pripildomi kelių atmosferų slėgimo elektroneigiamų, pvz., CCl_2F_2 , dujų.

Elektringų dalelių daugkartiniai greitintuvai skirstomi į dvi grupes: į *tiesinius* ir *žiedinius greitintuvus*.

Tiesinį daugkartinį greitintuvą sudaro ilgas (daugiau kaip 600 m) vakuuminis vamzdis, kuriame įtvirtinta daug žiedo arba cilindro pavidalo elektrodų, sujungtų su aukštosios įtampos šaltiniais. Nuotoliai tarp elektrodų parenkami tokie, kad greitina-

mosios dalelės, perbėgdamos bet kurių elektrodų tarpą, būtų to tarpo elektrodų įtampos pagreitinamos.

Elektronams pagreitinti paprastai naudojamas *bėgančiosios bangos tiesinis greitintuvas*. Bangolaidyje susidaro bėganti banga, kai vieną bangolaidžio galą uždengiamo absorbuojančiu bangą dangčiu. Bėgančiosios bangos elektromagnetinis laukas sklinda išilgai lygių sienelių bangolaidžio faziniu greičiu, kuris yra didesnis už elektronų greitį. Vienok, įrengus bangolaidyje diafragmas, bėgančios bangos sklidimo greitį galima sumažinti ir sulyginti su elektronų skriejimo greičiu. Tada elektronai bus visą laiką greitinami, nes juos veiks tos pačios krypties elektromagnetinis laukas.

Tiesiniuose greitintuvuose elektringų dalelių judėjimas turi būti sinchronizuotas su greitinančiojo lauko sklidimu. Todėl šios rūšies greitintuvus vadiname *tiesiniais rezonansiniais greitintuvais*. Tiesiniai rezonansiniai greitintuvai turi eilę gerų privalumų. Iš jų lengva išvesti pagreintų dalelių srautus, kurie yra gerai sufokusuoti ir pasižymi dideliu dalelių tankiu. Tačiau jiems sudaryti reikalingi stiprūs ($10^6 \div 10^7$ V/m eilės) aukštojo dažnumo laukai. Kad elektringos dalelės būtų pagreintintos, jos privalo pralėkti tarpą tarp elektrodų tuo akimirksniu, kai tarp jų susidaro greitinančioji įtampa, o elektronai turi skrieti bangolaidyje bėgančiosios bangos greičiu. Pastaroji tiesinių rezonansinių greitintuvų savybė vadinama *autofazavimu*.

Kai tenkinamos tiesiniuose rezonansiniuose greitintuvuose elektringų dalelių fokusavimo ir autofazavimo sąlygos, nuolatos greitinamos dalelės įgyja didelę (dešimčių ir šimtų milijonų elektronvoltų eilės) energiją.

Žymiai didesnę energiją turi elektringos dalelės, pagreitinotos *žiediniuose (cikliniuose) greitintuvuose*.

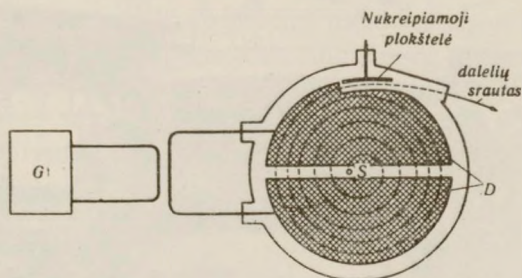
Pirmąjį žiedinį greitintuvą — ciklotroną sukonstravo Lourenčas. Plokščia apskrita metalinė dėžė (dozė) per vidurį perpiaunama pusiau (94 pav.); atskiras jos dalis vadiname *D*. Jos įdedamos tarp didelio ir stipraus elektromagneto antgalių į vienalytį magnetinį lauką. Abi *D* sujungiamos su galingu didelio dažnumo generatoriumi *G*; todėl plyšyje tarp *D* susidaro kintamas elektrinis laukas.

Tarp *D* įtaisomas jonų šaltinis *S*. Emituoti jo jonai magnetiniame lauke skrieja apskritimais, kurių radiusas *r* priklauso

nuo dalelės greičio v (5,2). Pralėkdamas plyšį tarp D , jonas elektrinio lauko pagreitinamas. Radiuso r pusapskritimį jonas praskrieja per laiką

$$\tau = \frac{\pi r}{v} = \frac{\pi}{\frac{e}{m} H} = \frac{\text{const}}{H}, \quad (56,1)$$

kuris priklauso tik nuo magnetinio lauko stiprumo H ; jono masę m laikome nekintama. Kiekvieną tolimesnį pusapskritimį jo-



94 pav.

nas praskrieja didesniu greičiu ir didesnio radiuso apskritimu; taigi jono kelio ilgis ir greitis didėja vienodu santykiu. Didelio dažnumo generatoriaus kintamasis greitinamojo elektrinio lauko dažnumas ir elektromagneto magnetinio lauko stiprumas H suderinami taip, kad elektrinio lauko tarp D kitimo dažnumas f_E būtų lygus jonų skriejimo dažnumui

$$f_j = \frac{1}{\tau} = \frac{v}{\pi r},$$

taigi, kad

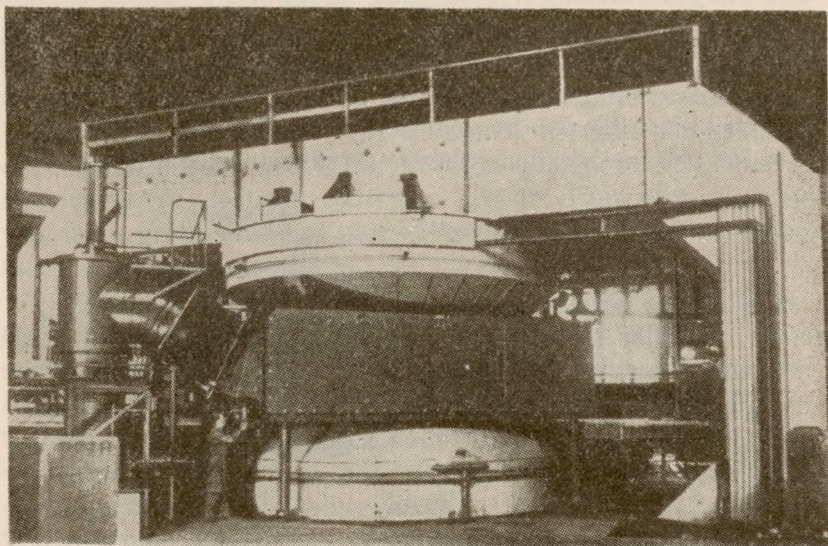
$$f_E = f_j = \frac{e}{m} \frac{H}{\pi}. \quad (56,2)$$

Tada jonai, kiekvieną kartą praskriedami plyšį tarp D , yra pagreitinami ir skrieja išsiplėčiančia spirale, kol pasiekia D kraštą ir išlekia iš D , įgiję kinetinę energiją

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{e^2 H^2 R^2}{2m}; \quad (56,3)$$

čia R yra D radiusas. Daugumos ciklotronų skersmuo $2R \approx (100 \div 160)$ cm; didesnių ciklotronų magnetinio lauko stipru-

mas yra ($15\,000 \div 25\,000$) Oe. Įtampa tarp D siekia iki $200\,000$ V, jos kitimo dažnumas yra 10^7 eilės, generatoriaus galingumas — apie 100 kW. Tokiais ciklotronais pagreintų dalelių energija



95 pav.

yra apie 50 MeV; dalelių srovė siekia iki 1 mA. Bendrą ciklotrono vaizdą matome 95 pav.

Čia aprašytas ciklotronų veikimas pagrįstas ta sąlyga, kad dalelių apibėgio trukmė vienalyčiame magnetiniame lauke nepriklauso nuo dalelių energijos, taigi dalelės masė laikoma nekintama. Ši sąlyga išlaikoma tol, kol dalelių greitis nėra ypač didelis; tačiau labai didelių energijų dalelių masė priklauso nuo jų greičio. Tada D plyšį dalelės pralekia skirtingu laiku, ir elektrinio lauko greitinimas sutrinka. Šalinant šį trūkumą, į ciklotroną įleidžiamos atskiros jonų grupių sekos: išlaikant pastovų magnetinio lauko stiprumą, elektrinio lauko dažnumas pakeičiamas taip, kad dalelės, nors jų masė ir didėja, tinkamu akimirksniu praskrietų D plyšį ir būtų pagreitintos. Tokios rūšies greitintuvai vadinami *sinchrociklotronais*.

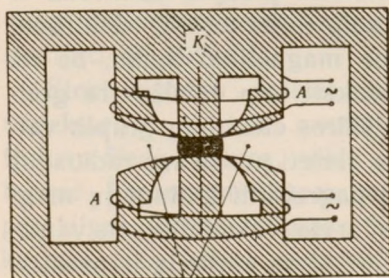
Elektronams pagreitinti ciklotronai netinka, nes elektronai labai greitai įgyja didelę energiją. Jie šiuo metu greitinami trejopo veikimo principo prietaisais: *elektronų ciklotronais*, *betatro-*

nais ir elektronų sinchrotronais. Elektronų ciklotroną sukonstravo Veksleris. Jame, kaip ir paprastame ciklotrone, magnetinio lauko stiprumas ir elektrinio lauko dažnumas paliekami pastovūs. Tačiau Veksleris pasiūlė sudaryti tikslią 511 000 V greitinančiąją kintamą elektrinę įtampą, nes, pagreitinant elektroną tokia įtampa, jo masė padidėja kaip tik jo ramybės masės m_e dydžiu. Taip greitinamo elektrono masė, kiekvieną kartą praskriejant jam D plyšį, padidėja m_e . Iš (56,1) lygties matyti, kad tiek pat padidėja tada ir τ , taigi elektronas tinkamu laiku praskrieja pagreitinantį plyšį.

Technikoje bei medicinoje plačiai naudojamo betatrono veikimas pagrįstas elektromagnetinės indukcijos principu. Pagal Maksvelo elektromagnetinio lauko teoriją, kintantis magnetinis srautas sukuria sūkurinį kintantį elektrinį lauką, kuris nuskaidina tokios lygties:

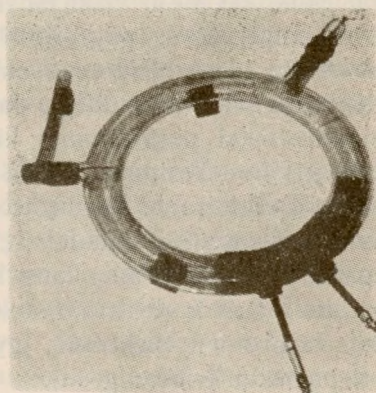
$$-\text{rot } \mathbf{E} = \frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}.$$

Betatronas savo sandara labai primena transformatorių (96 pav.). Jo magnetinę šerdį K apjuosia žiedinis didelio



Elektronu kelio pėdsakai

96 pav.



97 pav.

vakuumo indas (97 pav.), kuriame, greitinami indukuoto elektrinio lauko, skrieja į indą injekuoti elektronai. Jie skrieja stabilia apskrita trajektorija, skriedami aplink šerdį K apytiksliai 10^6 kartų per 1 s ir nesusidurdami su indo sienelėmis. Tokio elektrono judėjimo sąlygas nusakė Štenbekas. Kintamosios

elektros srovės maitinamasis elektromagnetas tarp specialios formos (96 pav.) antgalių A sukuria kintamą magnetinį lauką, vadinamą *valdomuoju*; jo stiprumas yra proporcingas elektronų skriejimo greičiui. Greitinamieji elektronai priverčiami skrieti apskritimu. Kai jie įgyja didžiausią energiją, valdomasis laukas tam tikru akimirksniu taip sutrikdomas, kad greitieji elektronai išsviedžiami iš savo kelio ir panaudojami atomų branduoliams tirti arba rentgeno spinduliams sužadinti.

Elektronų pagreitinimo kryptis, atitinkanti sužadinančiojo lauko dažnumą, kinta 50—500 kartų per sekundę; todėl elektronai turi būti pagreitininti per elektros srovės kitimo pusperiodį. Vadinasi, labiausiai bus pagreitininti tik tinkamu momentu injektuoti elektronai.

Betatronuose elektronų energija padidinama apytikriai iki 100 MeV. Toliau ją didinant, elektronai pradeda stipriau spinduliuoti skriejimo bei aukštesnio (harmonikos) dažnumo energiją. Pagal elektrodinamikos dėsnius, dalelės išspinduliuojama energija yra proporcinga jos turimos energijos (išreikštos dalelės ramybės energijos vienetais) ketvirtajam laipsniui. Elektronų energijai didėjant, jų pagreitinimas betatrone silpnėja ir, pasiekus 500 MeV, visai išnyksta.

Siekiant labai pagreitinoti elektronus, buvo sukonstruotas *elektronų sinchrotronas*. Šiame prietaise įkūnyta betatrono ir elektronų ciklotrono idėja. Jame, kaip ir betatrone, elektronai induktyviškai pagreitinami kintamo magnetinio lauko; be to, juos greitina kintamas elektrinis laukas; taip dalelės yra greitintos ciklotrone. Sinchrotrone atskiros elektronų grupės valdomojo magnetinio lauko verčiamos skrieti pastovaus radiuso R apskritimu; elektronai, daug kartų pagreitininti kintamųjų magnetinio srauto ir elektrinio lauko, sudaryto vakuuminiame vamzdyje tarp dviejų elektrodų, įgyja didžiausią energiją ir praktiškai pasiekia šviesos greitį.

Kad elektronai būtų tinkamu momentu greitunami, net didėjant jų masei, magnetinio lauko stiprumo kitimą reikia suderinti su atskirų injektuotų elektronų grupių pagreitėjimu (t. y. jų masės didėjimu). Greitinančiojo elektrinio lauko dažnumą galima tada laikyti pastoviu. Elektronų sinchrotrone elektronų energija padidinama iki 1000 MeV. Sinchrotrono elektromagnetas yra toks pat, kaip ir betatrono, tik jo vakuuminiame vamz-

dyje (97 pav.) įtaisomi du elektrodai elektriniam laukui sudaryti.

Pastaruoju metu elektronams greitinti pradedamas naudoti *susiduriančių elektronų pluoštų* metodas. Du elektronų pluoštai paleidžiami skrieti vienas prieš kitą; susidūrę jie smarkiai sąveikoja ir įgyja didelę energiją.

Pagrindinę šio tipo greitintuvų dalį sudaro du kelių metrų skersmens sujungti tarp savęs aštuoniukės pavidalu žiedai, padėti stipriame magnetiniame lauke. Jie sudaro lyg ir elektronų pluoštų magnetinį taką. Specialus sinchrotronas periodiškai (kas 15 s) injektuoja elektronų žiupsnius ir užpildo jais iš pradžių viršutinį, o vėliau apatinį žiedą. Taip sudarytos pagreintintų elektronų sanglaudos skrieja kurį laiką (iki 10 min.) apskritais takais, susidurdamos vienos su kitomis iki 10^8 kartų per 1 s. Kad elektronų sanglaudos tikrai susidurtų, jos turi skrieti toje pačioje plokštumoje vienodo radiuso apskritimais ir tuo pačiu laiku praskrieti bendrą abiejų takų skerspiūvį. Be to, elektronų sanglaudos turi būti tankios, kad jų sąveika būtų stipri. Susidūrus sanglaudoms, jų elektronai esti išbarstomi įvairiais kampais ir susekami scintiliacinėmis bei kibirkštinėmis kameromis. Jie įgyja didelę energiją. Pvz., Serpuchovo greitintuve iki 130 MeV energiją turinčių elektronų srautų energija, jiems susidūrus, padidėja iki $70 \cdot 10^9$ eV. Dabartiniu metu statomas daug galingesnis greitintuvas, kuriuo tikimasi elektronus pagreinti iki 10^{12} eV.

Elektringosios dalelės, skriejančios magnetiniame lauke, trajektorijos radiusas $r = mv/eH$. Taigi, norint sumažinti greitintuvo žiedų radiusą, reikia sudaryti labai stiprius magnetinius laukus. Feromagnetikuose sukuriameji magnetiniai laukai yra per silpni. Žymiai stipresni laukai susidaro tarp 2 laidininkų, kuriais teka stipri elektros srovė. Šiuo būdu gaunami iki $2 \cdot 10^5$ Oe eilės laukai. Dar stipresnius (apie 10^6 Oe) magnetinius laukus bandoma sudaryti didelio galingumo stabilizuotais elektronų srautais.

Susiduriančių srautų principą bandoma panaudoti didelių energijų dalelių sąveikos dėsningumams tirti bei naujoms dalelėms ir antidalelėms kurti. Šiam tikslui skirtą įrenginį sudaro apie 5 m skersmens žiedas magnetiniame lauke. Į jį paleidžiami skrieti priešingomis linkmėmis pagreintintų iki $7 \cdot 10^8$ eV

elektronų ir pozitronų srautai — sanglaudos, kurie susidūrę išnyksta ir vietoj jų susikuria naujos dalelės bei antidalelės.

Apskritai, elektringoms dalelėms greitinti buvo vartojami dviejų principų sinchrotronai: sinchrociklotronai ir elektronų sinchrotronai. Sinchrociklotronuose moduliuojamas greitinančiojo elektrinio lauko dažnumas, o magnetinio lauko stiprumas išlaikomas pastovus; juose jonai skrieja vis platinančia spirale. Elektronų sinchrotronuose, atvirkščiai, moduliuojamas magnetinio lauko stiprumas, kad elektronai būtų priversti skrieti pastovaus radiuso apskritimu; čia elektrinio lauko dažnumą moduluoti nėra reikalo, nes praktiškai elektronai, prieš juos pagreitinant sinchrotrone, skrieja dideliu (artimu šviesos) greičiu. Remiantis šiais dviem principais — magnetinio lauko stiprumo moduliavimu ir elektrinio lauko dažnumo, arba fazės, sinchronizavimu, pagaminti prietaisai — sinchrotronai sunkioms dalelėms, pvz., protonams, pagreitinti ir suteikti joms didžiausią energiją, verčiant jas skrieti pastovaus radiuso apskritimu, kai jos prieš tai esti jau pagreitintos kitu kuriuo būdu. Šie didžiuliai prietaisai pasižymi tuo privalumu, kad, dalelėms skriejant pastovaus radiuso apskritimu, reikalingi žiedinės, o ne skritulinės formos magnetai. Sinchrotronų (kai kurie šio principo prietaisai vadinami dar *kosmotronais*, arba *sinchrofazotronais*) pagreitinti protonai turi keletą ($2\div 7$) gigoelektronvoltų (GeV) energiją. 1957 m. Dubne (Tarptautiniame branduolių tyrimo institute) buvo pastatytas sinchrofazotronas, kuriuo protonai pagreitinami iki 10 GeV energijos. Jo žiedinio magneto skersmuo yra 55 m, magnetas sveria 36 000 t. Ženevos branduolių tyrimo institute statomas protonų sinchrotronas, kuris greitis protonus iki 25 GeV, o Tarybų Sąjungoje — iki 75 GeV.

Šiais milžiniškais greitintuvais (sinchrotronais) pagreitintos dalelės turi tokią didelę energiją, kaip ir tos, kurias randame kosminiuose spinduliuose.

§ 57. ELEMENTARIJŲ DALELIŲ SKLIDIMAS MEDŽIAGOJE

Elektringos elementariosios dalelės, eidamos per medžiagą, elektromagnetiškai sąveikoja su aplinkos atomų branduoliais bei elektronais ir sukelia tokius reiškinius:

a) greita elektringa dalelė, susidurdama su atomais, juos jonizuoja arba sužadina;

b) susidūrusi su atomu, elektringa dalelė gali būti staigiai sustabdyta; tada ji išspinduliuoja energiją; šis spinduliavimas vadinamas *stabdomuoju*. Taip, pvz., esti sužadinami rentgeno spinduliai (§ 18).

Šiuose procesuose elektringa dalelė netenka energijos. Pirmuoju atveju kalbama apie dalelės jonizacijos, o antruoju — apie stabdomojo spinduliavimo energijos nuostolius.

1. Jonizacijos energijos nuostoliai

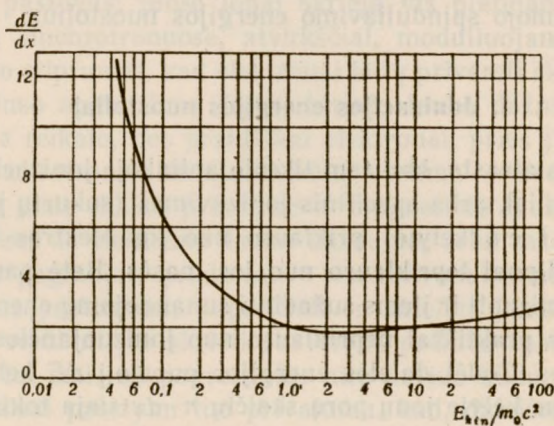
Tyrimais atrasta, kad tam tikroje aplinkoje jonizacijos energijos nuostoliai, arba specifinis jonizavimas (sukurtų jonų porų skaičius n 1 cm kelyje) priklauso nuo jos elektros krūvio ir greičio ir silpnai tepriklauso nuo jos masės. Betė parodė, kad atomams jonizuoti ir jiems sužadinti sunaudojamų energijos kiekių santykis praktiškai nepriklauso nuo jonizuojančiosios dalelės energijos. Todėl dalelės energijos nuostolį dE kelyje dx ir sukurtų tame kelyje jonų porų skaičių $n \cdot dx$ sieja tokia nepaini priklausomybė:

$$\frac{dE}{dx} dx = an \cdot dx; \quad (57,1)$$

čia a yra vidutinė energija, sunaudojama vienai jonų porai sukurti; ore $a=32$ eV, argone $a=25,4$ eV. Taigi, žinodami $\frac{dE}{dx}$, galime lengvai surasti n ir atvirkščiai. Apskritai, $\frac{dE}{dx}$ priklauso nuo absorbuojančiosios aplinkos ypatybių; $\frac{dE}{dx}$, apskaičiuotas 1 g/cm² sluoksniu storiui, beveik nepriklauso nuo eilės numerio Z . Pvz., greitųjų protonų mažiausi jonizavimo energijos nuostoliai ore yra $1,8 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$, aliuminyje — $1,65 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$, švine — $1,2 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$.

Sunkiųjų dalelių energijos nuostolių ore priklausomybę nuo dalelės energijos vaizduoja 98 pav. kreivė. Matuojant energijos nuostolius, eksperimentiškai skaičiuojami lašeliai kondensaciniame kameroje dalelės išplitusiam take arba surandamas jonų porų skaičius jonizacijos kamera bei proporcingaisiais skaitikliais.

Lėtųjų (nereliatyviųjų, $\beta \ll 1$) dalelių specifinis jonizavimas yra atvirkščiai proporcingas greičio kvadratui. Didelių energijų srityje jonizavimo energijos nuostolių augimą sukelia greityjų dalelių elektromagnetinio lauko Lorencio suslėgimas (kompresija), o tai padidina dalelės susidūrimo ribos parametrą. Be to, aplinkoje skriejančiosios dalelės elektrinis laukas poliarizuoja



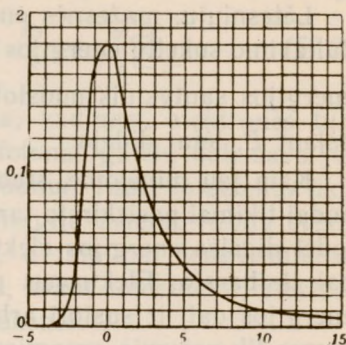
98 pav.

aplinkos atomus, šalia kurių ji praskrieja. Poliarizacija dengia dalelės lauką ir tuo sumažina susidūrimo efektyvųjį skerspiūvį. Fermis parodė, kad pastarasis efektas energijos nuostolius mažina. Fermio pataisos dydis priklauso nuo medžiagos tankio; orui ir dujoms pataisa yra žymiai mažesnė, kaip tankioms medžiagoms.

Greita, didelės energijos dalelė, susidūrusi su elektronu, gali perduoti jam tokią didelę energiją, kad pastarasis pats įstengtų jonizuoti kitus atomus. Tokie elektronai vadinami *δ-elektronais*. Jų skaičius priklauso nuo jų energijos ir, pastarajai mažėjant, staigiai didėja. Kraštutiniu atveju *δ-elektronai* bus tik išlaisvinti, o patys jau nebepajėgs jonizuoti atomų. Tada turėsime paprastą jonizaciją.

Kai jonizuojančioji dalelė eina per ploną medžiagos sluoksnį, jos sukurtų jonų skaičius nėra pastovus, bet statistiškai kinta. Itin žymi elektronų, turinčių didesnę pradinę energiją, skaičiaus fliktuacija, nes tokių elektronų yra mažai. Todėl ir joni-

zuojančiosios dalelės energijos nuostoliai taip pat kinta statistiškai. Elektringų dalelių energijos jonizacijos nuostolių fliktuaciją tyrė Landau. 99 pav. kreivė vaizduoja energijos nuostolių kitimą. Abscisių ašyje sužymėti dydžiai, apibūdinantys energijos nuostolius, o ordinačių — atitinkamo dydžio energijos nuostolių tikimybę. Kreivė rodo, kad tam tikro dydžio nuostoliai yra tikimiausi. Kreivė yra asimetrinė; vadinasi, δ -elektronai gali įgyti ir labai didelę energiją, nors tokių atvejų tikimybė yra maža. Eksperimentiniai tyrimai patvirtino šias teorijos išvadas.



99 pav.

2. Stabdomojo spinduliavimo energijos nuostoliai

Lėkdama per branduolį, elektringa dalelė su juo sąveikoja ir esti nukreipiama; dėl tos sąveikos pasikeičia dalelės greitis (jo dydis ir linkmė), ir dalelė spinduliuoja. Tokį spinduliavimą vadiname *stabdomuoju*.

Spinduliavimo stiprumas yra proporcingas skriejančiojo elektros krūvio pagreičio kvadratui; antra vertus, elektringosios dalelės pagreitis yra atvirkščiai proporcingas masei. Vadinasi, spinduliavimo stiprumas yra atvirkščiai proporcingas spinduliuojančiosios dalelės masės kvadratui. Atseit, sunkiųjų dalelių, pvz., protonų, mezonų ir kt., spinduliavimas yra silpnas ir dažnai galime jo nepaisyti. Tačiau lengvų greitųjų dalelių, pvz., elektronų bei pozitronų, spinduliavimas yra svarbiausias procesas, nulemiantis jų skvarbumą.

Stabdomojo spinduliavimo teoriniais tyrimais surasta, kad greitųjų elektronų (jų $E \gg m_e c^2$) energijos santykiniai nuostoliai $\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{st}$, sukelti stabdomojo spinduliavimo, yra pastovaus dydžio ir nepriklauso nuo stabdomosios dalelės energijos. Šiuo atveju išspinduliuotų tam tikros energijos fotonų skaičius yra atvirkščiai proporcingas fotonų energijai. Mažos energijos fotonų išspinduliuoja daugiau, kaip didelės. O visų išspinduliuotų

1 cm kelyje fotonų energija priklauso nuo dalelės energijos. Tikimybė prarasti elektronui energiją, spinduliuojant fotonus, kurių energija bus tarp 0 ir $\frac{E}{2}$ arba tarp $\frac{E}{2}$ ir E , yra vienoda.

Lėtesniųjų, mažesnės energijos, elektronų stabdomojo spinduliavimo sukeltų energijos nuostolių išraiška yra pairesnė, nes energijos santykinis nuostolis $\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{st}$ priklauso nuo E ir, didėjant E , lėtai didėja.

Kaip jau minėjome, stabdomojo spinduliavimo energija vienodai tikimai pasiskirsto tarp didelės ir mažos energijos kvantų, todėl didelės energijos elektronų siekami toliai medžiagoje labai išsibarsto. Elektronas gali iš karto atiduoti didesnę savo energijos dalį ir sustoti arba nuskrietį ilgą kelią, išspinduliuodamas tik nežymią energijos dalį. Elektronų absorbcija medžiagose skiriasi nuo sunkiųjų dalelių absorbcijos. Pastarosios nuostoja energijos, tik jonizuodamos medžiagos atomus, ir jų absorbciją bei energiją galima apibūdinti jų siekiamu medžiagoje toliu; elektronų energijos žymių jų siekiamo tolio fliktuacijų taip apibūdinti negalima.

Be to, elektronų energijos nuostoliai labai priklauso nuo medžiagos, kurioje sukeliamas stabdomasis spinduliavimas, ypatybių. Anksčiau minėjome, kad oro ir švino 1 g/cm² greitųjų protonų energijos nuostolis skiriasi tik apie pusantro karto. O elektrono energijos nuostolis yra proporcingas Z^2 . Todėl elektronų absorbcija lengvose medžiagose iš esmės skiriasi nuo jų absorbcijos sunkiose medžiagose.

Čerenkovas surado, kad dalelės, skriejančios greičiu, didesniu už fizinį šviesos greitį šioje aplinkoje, papildomai stabdomos ir spinduliuoja. Tačiau energijos nuostolis dėl Čerenkovo spinduliavimo sudaro tik labai mažą bendro energijos nuostolio dalį ir todėl neįskaitomas.

3. Fotoefekto ir Komptono efekto sukeltas energijos nuostolis

Sklysdamas medžiagoje, fotonas sąveikoja su atomų elektronais ir gali perduoti jiems visą savo energiją. Tada elektronas yra išlaisvinamas ir išlekia iš atomo. Tokį reiškinį vadiname

fotoefektu (III d. § 70). Iš energijos ir judėjimo kiekio išsilikymo dėsnių išeina, kad, susidūrus su laisvu elektronu, fotoefekto neįvyksta, nes tada atatranks elektronų energija ir judėjimo kiekis turėtų būti lygus fotono energijai ir judėjimo kiekiui, taigi

$$h\nu = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - m_e c^2 \text{ ir } \frac{h\nu}{c} = \frac{m_e \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (57,2)$$

Tačiau šios dvi lygtys nesusiderina; vadinasi, elektronas turi būti pririštas prie branduolio, kad fotonas galėtų dalį savo judėjimo kiekio perduoti atomo branduoliui. Todėl fotoefekto tikimybė staigiai mažėja, kai fotono energija žymiai viršija elektrono ryšio su branduoliu energiją, o taip pat lengvesniuose elementuose. Kartu paaiškėjo, kodėl, esant fotoefektui, elektronai dažniausiai išplėšiami iš K -sluoksnio.

Kai fotono energija yra beveik lygi elektrono ryšio energijai, fotoefekto tikimybės σ_{ef} priklausomybė nuo fotono energijos ir medžiagos atominio numerio išreiškiama taip:

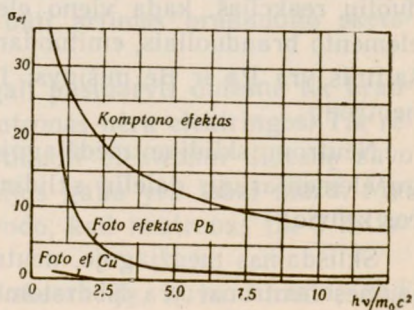
$$\sigma_{ef} = A \lambda^{7/2} Z^5, \quad (57,3)$$

($\lambda = \frac{hc}{E}$), o kai fotono energija žymiai viršija ryšio energiją,

$$\sigma_{ef} = A \lambda Z^5. \quad (57,4)$$

Taigi antruoju atveju priklausomybė nuo energijos yra žymiai silpnesnė. 100 pav. kreivės vaizduoja σ_{ef} priklausomybę nuo fotono energijos varijavimą ir švinu. Abscisių ašyje sužymėta fotono energija (vienetu laikoma elektrono ramybės energija $m_e c^2$), o ordinačių — efektyvusis fotoefekto skerspjūvis. Iš kreivių matyti, kad šių energijų srityje fotoefektas yra ryškesnis tik švinu. Lengvesniuose elementuose fotoefekto beveik nėra.

Be fotoefekto, yra ir Komptono efektas (III d. § 65). Fotonai, susidūrę su atomų elektronais, yra išbarstomi. Fotonas dalį energijos perduoda atatranks



100 pav.

elektronui, o pats nusklinda pakitusia kryptimi. Elektrono ryšio energija šiame reiškinyje neturi reikšmės. Todėl Komptono efekto tikimybė nepriklauso nuo barstančiosios medžiagos eilės numerio. Komptono efektą galime gauti, ir susidūrus fotonui su laisvu elektronu.

Kvantinės mechanikos tyrimų rezultatai rodo, kad didelės energijos fotonų (kai $E = \frac{h\nu}{m_e c^2} \gg 1$) Komptono efekto tikimybė σ_K pirmuoju priartėjimu atvirkščiai proporcinga kvanto energijai. σ_K priklausomybę nuo energijos vaizduoja 100 pav. viršutinė kreivė. Apskritai, net ir sunkiuose elementuose Komptono efektas yra žymiai dažnesnis už fotoefektą.

4. Neutronų išbarstymas ir absorbcija

Neutronas buvo aptiktas 1930 m. Botė ir Bekeris pastebėjo, kad, daužant α -dalelėmis lengvesnių elementų, pvz., Be, atomus, sukeliamas labai skvarbus spinduliavimas. Buvo išaiškinta, kad spinduliuojamos sunkios neelektringos elementariosios dalelės, kurios buvo pavadintos *neutronais*.

Neutronas yra daug kuo panašus į protoną, tik jis neturi elektros krūvio. Neutronų (n) masė $m_n = 1,6747 \cdot 10^{-24}$ g, taigi ji tik 0,13% didesnė už protono masę. Neutronų sukininio judėjimo kiekio momentas lygus $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, o magnetinis momentas — 1,9130 branduolio magnetono. Neigiamas magnetinio momento ženklas nurodo, kad neutronų magnetinio momento kryptis yra priešinga jo sukinio momento kryptčiai. Neutronai įeina į atomų branduolių sudėtį, todėl juos galima gauti, sukėlus branduolių reakcijas, kada vieno elemento branduoliai virsta kito elemento branduoliais, emituodami neutronus. Gausus neutronų šaltinis yra Ra ir Be mišinys; 1 g per 1 s emituoja iki $2 \cdot 10^7$ neutronų.

Neutronų sklidimo medžiagoje pobūdis skiriasi nuo elektrinių elementariųjų dalelių sklidimo, nes neutronai neturi elektros krūvio.

Sklisdamas medžiagoje, neutronų spindulių pluoštas silpnėja, nes neutronai yra išbarstomi ir absorbuojami atomo branduolių. Eksperimentiškai dažniausiai matuojamas visas neutro-

nų spindulių stiprumo kitimas, ir iš jo nustatomas branduolio — neutrono efektyvusis skerspiūvis. Dalelių sąveikos efektyvusis skerspiūvis matuojamas *barnais*. 1 barnas lygus 10^{-24} cm². Elementams sunkėjant, branduolio ir neutrono sąveikos efektyvusis skerspiūvis didėja; pvz., protono (H_1^1) — neutrono efektyvusis skerspiūvis yra 1,68, o Hg — neutrono — 5,8 barno. Pastebėta, kad greitų ir lėtų neutronų spindulių stiprumas kinta nevienodai. Todėl neutronai skirstomi į *lėtuosius* ir *greituosius*. Griežtos ribos tarp jų nėra nustatyta; paprastai turintys didesnę kaip 10^5 eV energiją laikomi greitaisiais, o tie, kurių kinetinė energija yra artima jų šiluminei energijai — lėtaisiais. Apskritai, lėtųjų neutronų ypatybių turi visi neutronai, kurių energija neviršija 10^5 eV.

Neutronai sulėtinami, einant jų spinduliams per medžiagą, kur neutronai susiduria su medžiagos atomų branduoliais. Labiausiai svarbūs čia, žinoma, elastingi smūgiai. Neelastingų smūgių, kada atomai sužadinami spinduliuoti, tepasitaiko retai. Norint neutronus žymiai sulėtinti, reikia, kad susidūręs neutronas atiduotų branduoliui kuo daugiausia energijos. Tai pavyksta tuomet, kai atomo branduolio masė yra artima neutrono masei. Atomų branduoliai, kurie sulėtina neutronus, neprivalo neutronų absorbuoti. Pasirodo, kad daugiausia neutronus sulėtina vandenilio atomo branduoliai. Todėl paprastai neutronų spindulius leidžia per turtingas vandenilio atomais medžiagas, pvz., parafiną ir kt.

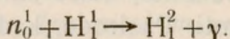
Greitųjų neutronų energija surandama, išmatavus jų išmuštų atomų, pvz., vandenilio, helio, branduolių energiją. Greitųjų neutronų, turinčių 10^6 eV ir daugiau energijos, fazinės (Debroilio) bangos ilgis siekia branduolio skersmens dydį; todėl ir jų efektyvusis skerspiūvis turėtų būti artimas branduolio skerspiūviui.

Tarpinio veikimo energija gali pasidaryti didesnė tik branduolio dydžio nuotolyje, nes neutronas nėra elektringas. Tik retais atsitikimais jis įstengia atiduoti elektronui didesnę savo energijos dalį, taigi jo jonizacijos galia yra labai maža. Matavimai kondensacine kamera rodo, kad neutronas tik 3 m kelyje pajėgia sukurti jonų porą.

Išmatavus lėtųjų neutronų absorbciją, buvo surasta, kad, imant įvairius elementus, jų ir branduolių efektyvusis skerspiū-

vis skiriasi ir yra žymiai didesnis už atomų branduolio skerspiūvį. Apskritai, lėtųjų neutronų ir branduolių efektyvusis skerspiūvis kinta tarp $6,10^{-4}$ (D, C, Sn, ...) ir $4,6 \cdot 10^4$ (Gd) barnų. Šis kitimas aiškinamas bangine neutrono prigimtimi. Lėtųjų neutronų fazinė banga yra žymiai didesnė už branduolio skersmenį. Bangų teorija aiškina, kad, bangas išbarstant mažo dydžio kūnais, gali atsirasti rezonansas, kuris sukelia anomalų bangų išbarstymą. Toks rezonanso efektas yra pastebėtas, ir lėtiems elektronams skriejant per medžiagą; jo efektyvusis skerspiūvis žymiai didesnis. Rezonuojama kaip tik tada, kai elektrono fazinės bangos ilgis yra atomo elektroninių sluoksnių dydžio.

Didelį lėtųjų neutronų efektyvųjį skerspiūvį sąlygoja iš dalies anomalus neutronų išbarstymas, iš dalies jų absorbcija, kurią paprastai lydi γ -spinduliavimas. Labai didelį efektyvųjį skerspiūvį sąlygoja absorbcija tada, kai neutronai įstringa branduolyje, taigi, kai jie esti pagaunami; išbarstymo efektyvieji skerspiūviai yra vidutinio dydžio. Kai kuriais atsitikimais išbarstymo efektyvieji skerspiūviai yra išmatuojami atskirai ir palyginami su bendraisiais efektyviaisiais skerspiūviais. Pvz., vandenilis ne tik išbarsto, bet ir absorbuoja neutronus; absorbcijos reakcija yra tokia:

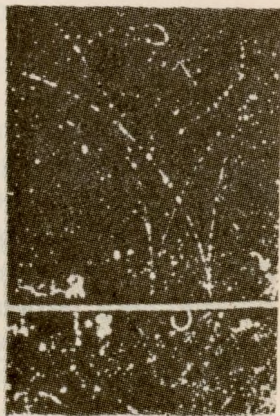


Išbarstymo efektyvusis skerspiūvis yra lygus 43, absorbcijos — 0,3, bendras — 43,3 barno. Taigi vandenilio branduolio — neutrono absorbcijos skerspiūvis, palyginus su bendru skerspiūviu, yra nedidelis. Bet kadmio (Cd) išbarstymo efektyvusis skerspiūvis yra 1,2, o bendras — 3500 barnų; taigi absorbcijos efektyvusis skerspiūvis yra žymiai didesnis už išbarstymo efektyvųjį skerspiūvį. Vadinasi, vienos medžiagos neutronus daugiau išbarsto, o mažiau absorbuoja, kitos — atvirkščiai. Kai neutronai sklinda pirmosios medžiagos vamzdeliu, tai jie, sienelių išbarstomi, beveik nesilpnėdami gali nulėkti didesnį nuotolį. Antai, parafino vamzdelyje neutronų spinduliai nusklinda net 6 m. Antųjų medžiagų vamzdelyje neutronai yra absorbuojami. Ta absorbcija priklauso nuo jų greičio. Skriejantieji tam tikru greičiu neutronai labai lengvai įstringa į branduolį; tuomet turime *selektyviąją neutronų absorbciją*. Pvz., Cd geriausiai absorbuoja šiluminės (apie 0,03 eV), o J — didesnės (apie 10–30 eV)

energijos neutronus. Si selektyvioji neutronų absorbcija aiškina ma branduolio struktūros ypatybės; kai sužadinamos visos atomo branduolio dedamosios dalelės, t. y. kai imama rezonuoti, neutronai absorbuojami itin stipriai.

5. Porų susidarymas ir anihiliacija

Tam tikromis sąlygomis γ -spindulių fotonai, kai jų energija $h\nu > 1,02$ MeV, gali sukurti atomo branduolio lauke priešingai elektringų dalelių porą — *pozitroną* ir *elektroną*. 101 pav. matome poros takus (1 ir 2); fotono energija yra 17,6 MeV. Pozitroną (e^+) 1932 m. susekė Andersonas, tirdamas kosminių spindulių sukeltus reiškinius. Jo masė lygi elektrono masei, jo elektros krūvis yra teigiamas ir lygus elementariajam elektros krūviui. Šių dalelių porų susidarymą kvantinė elektrodinamika aiškina taip: fotonas išplėšia iš neigiamos energijos lygio elektroną ir sukuria paprastą elektroną, turintį teigiamą energiją, ir „skylę“ ištisiniame neigiamos energijos būvių fone. Teorija nurodo, kad fotono energija vienodai tikimai pasiskirsto tarp elektrono ir pozitrono.



101 pav.

Fotono absorbcijos 1 cm ilgio kelyje tikimybė nepriklauso nuo fotono energijos. Mažų energijų fotonai, apskritai, porų nesudaro, todėl iš pradžių, didėjant fotono energijai, porų susidarymo tikimybė didėja ir lieka pastovi, kai fotono energija yra didelė. Susidarant dalelių porai, fotonas išnyksta, todėl fotonų skaičius mažėja panašiai, kaip mažėja radioaktyviųjų atomų skaičius, jiems skylant; fotonų absorbcijos kreivė yra eksponentinė.

Be to, teorija išveda, kad porų susidarymo iš fotonų tikimybė yra lygi fotonų išspinduliavimo tikimybei, stabdant elektronus, ir nepriklauso nuo medžiagos. Kitaip tariant, tam tikro ilgio — *radiacinio vieneto* — kelyje elektrono energija vidutiniškai sumažėja e kartų; tokio pat ilgio kelyje fotonas sukuria vidutiniškai 1 dalelių porą, taigi fotonų skaičius, fotonams nuėjus

absorbuojančioje medžiagoje radiacinio vieneto ilgio kelią, sumažėja e kartų.

Tirtas elektronų porų susidarymo reiškiny aiškiai patvirtino reliatyvumo teorijos iškeltą medžiagos ir energijos atotikio teiginį, nes

$$h\nu = 2m_e c^2 + \frac{1}{2} m_e (v_+^2 + v_-^2); \quad (57,5)$$

čia m_e yra pozitrono ir elektrono masė, v_+ — pozitrono ir v_- — elektrono greitis.

Uždaviniai

1. Reikia apskaičiuoti, kokią didžiausią energiją gali įgyti protonai, deutonai ir α -dalelės ciklotrone, kuriame vienalyčio magnetinio lauko stiprumas $H=10$ kOe, jo radiusas $r=30$ cm. Reliatyvinio dalelių masės kitimo nepaisyti. [Ats. Protono energija 4,31 MeV, deutono 2,16 MeV ir α -dalelės 4,35 MeV]

2. Branduolinių tyrimų jungtinio instituto sinchrofazotrone protonai, turintieji 9 MeV energiją, įgyja 10 GeV energiją. Apskriejus jiems vieną kartą, jų energija padidėja vidutiniškai 2,2 keV. Pusiausvyrinės orbitos ilgis lygus 200 m; pagreitinimo laikas 3,3 s. Reikia apskaičiuoti:

- a) protonų visą apibėgių skaičių ir jų nuskrieto kelio ilgį;
- b) vidutinį magnetinio lauko stiprėjimą apskritose protonų orbitos dalyse, kurių kreivumo radiusas $r=28$ m;

c) protonų galinį greitį.

[Ats. a) $4,54 \cdot 10^6$; 910 000 km; b) $4,47 \cdot 10^3$ Oe s^{-1} ; c) $0,9963c$; čia c yra šviesos greitis]

3. Reikia apskaičiuoti dažnumą ir bangos ilgį fotono, kuris sukuriamas, anihiliuojantis pozitronui ir elektronui. [Ats. $\nu = 1,2365 \cdot 10^{20} s^{-1}$; $\lambda = 24,2$ X]

XI SKYRIUS

ATOMO BRANDUOLYS

§ 58. PAGRINDINIAI ATOMO BRANDUOLIO DYDZIAI

Branduolio elektros krūvį galime surasti iš atomo rentgeno spektrų dėsningumo (Mozlio dėsnis, § 18) arba iš α -dalelių išbarstymo, joms susidūrus su atomo branduoliais. Branduolio krūvis yra teigiamas ir, laikant elementarų elektros krūvį e vienetu, jo skaitinė reikšmė lygi atomo eilės numeriui periodinėje elementų sistemoje. Jis žymimas elemento simbolio dešinėje pusėje apačioje, pvz., O_8 .

Atomo branduolio masė matuojama masių spektrografu, o kartais apskaičiuojama iš branduolių reakcijų energijos lygties. Branduolio masė reiškiama masės vienetais; masės vienetas (mv) yra lygus anglies izotopo C^{12} gramatomo masės $\frac{1}{12}$ daliai. Išreikštas sveikuoju skaičiumi (atmetus trupmeninę jo dalį), atominis svoris nusako vadinamąjį *branduolio masės skaičių*; jis žymimas elemento simbolio dešinėje pusėje viršuje, pvz., C_6^{12} (o kartais kairėje, $^{12}_6C$). Masių spektrografiniais tyrimais susekta, kad, laikant izotopo C^{12} masę lygia 12,0000, visų kitų žinomų izotopų masė reiškiama daugiausia sveikuoju skaičiumi; nukrypimas neviršija 0,06 masės vieneto.

Atomo branduolio radiusu laikome tokį nuotolį nuo branduolio centro, kur jau prasideda branduolinių jėgų veikimas, sukeliantis nukrypimą nuo Kulono dėsnio. Atomo branduolio dydį galime surasti, išmatavę Rezerfordo metodu kampinį α -dalelių pasiskirstymą, kai jos, susidūrusios su atomo branduoliais, išsibarsto. Be to, apie jo dydį sprendžiama iš greitųjų neutronų išbarstymo branduoliais arba iš sunkiųjų atomų α -dalelių

emisijos. Matuojant pastaruoju būdu, apskaičiuojamas nuotolis tarp emituojančiojo atomo branduolio centro ir α -dalelės, kai teigiamai elektringą, emituojamą iš branduolio α -dalelę pradeda veikti ją greitinanči atstūmimo jėga. Apie šį nuotolį sprendžiama iš α -dalelės galinio greičio.

Išmatavus įvairiais metodais atomo branduolių radiusus, buvo surasta, kad jie apytikriai yra proporcingi kubinei šakniai iš branduolių masės skaičiaus A :

$$r_K = 1,3 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}} \text{ cm.} \quad (58,1)$$

Iš (58,1) galime apskaičiuoti vidutinį branduolio medžiagos tankį $\rho = 2 \cdot 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. Kaip matome, jis, palyginus su medžiagos tankiu, yra labai didelis. Pastovaus tankio atomų branduoliai yra panašūs į skysčio lašelius, kurių tankis taip pat nepriklauso nuo jų radiuso. Šiuo jų panašumu kartais naudojamosi branduolių struktūrai aiškinti.

Iš tyrimų sprendžiama, kad lengvieji atomų branduoliai turi rutulį formą. Sunkiųjų atomų branduoliai laikomi elipsoido formos, nors pastarasis nežymiai (tik iki 1%) tesiskiria nuo rutulio. Sunkiųjų atomų branduoliai yra kiek ištempti arba suploti savo sukinio ašies kryptimi. Išreiškiant šį formos nukrypimą nuo rutulio, branduoliams priskiriamas elektrinis kvadrupolinis momentas; ištemptųjų sukinio ašies kryptimi jis yra teigiamas, o suplotųjų — neigiamas; apskritai, jis kinta ribose $(+6,0 \div -0,5) \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$. Patirta, kad atomų branduoliai, daugomi neutronais, suskyla į 2 vienodos masės dalis; taip lengviausiai gali skilti tik elipsoido arba kriaušės formos branduoliai.

Spektro linijų hipersmulkioji struktūra (§ 39) rodo, kad kiekvienas atomo branduolys turi judėjimo kiekio, arba mechaninį momentą $\mathbf{I}$; $\frac{h}{2\pi}$ vienetais išreiškus jo reikšmę

$$|\mathbf{I}| = I; \quad (58,2)$$

čia I yra branduolio sukinio kvantinis skaičius. Visų šiuo metu žinomų branduolių I yra sveikasis arba pusinis skaičius, kurio reikšmė kinta tarp 0 ir $9/2$. $\mathbf{I}$ reiškia visą branduolio judėjimo kiekio momentą, kuris yra sudarančių branduolį protonų ir

neutronų orbitinių ir sukinio judėjimo kiekio momentų atstojamasis momentas.

Branduolio judėjimo kiekio momento kvantinį skaičių I galima surasti iš spektrinių linijų hipersmulkiosios struktūros arba iš vienodų atomų molekulių (H_2 , O_2 ir kt.) rotacijos spektro juostų linijų ryškumo kitimo. Šį kitimą sukelia abiejų atomų branduolių judėjimo kiekio momento vektorių lygiagrečios bei antilygiagrečios orientacijos. Tokiais tyrimais buvo surastas svarbus branduolių susistemimui dėsnis:

lyginio masės skaičiaus, t. y. sudėtų iš lyginio dalelių skaičiaus branduolių judėjimo kiekio momentas reiškiamas sveikuoju skaičiumi (dažniausiai yra lygus nuliui), o nelyginio masės skaičiaus — visada reiškiamas pusiniu skaičiumi.

Nesužadintų, pagrindinio energinio būvio branduolių momentai matuojami spektrometriniu būdu. Pasirodė, kad atomų branduolius, kaip ir atomų apvalkalą, galime sužadinti, t. y. suteikti jiems energiją; sužadintų branduolių mechaninis momentas didesnis, kaip nesužadintų. Atomo branduolio perėjimus iš vieno energijos lygio į kitą apsprendžia kombinuojamųjų lygių mechaniniai momentai. Tyrimai rodo, kad perėjimai tarp energijos lygių, kurių I žymiai skiriasi, panašiai kaip ir atomo elektroniniame apvalkale atitinkami elektronų interkombinaciniai perėjimai (§ 32), yra griežtai uždrausti. Tuo pagrįstas atomo branduolių izomerijos reiškinys (§ 64).

Su atomo branduolio judėjimo kiekio momentu I siejasi magnetinis momentas μ_I , kuris susidaro iš branduolio dalelių orbitinio ir sukininio magnetinių momentų. Besisukančios aplink ašį rutulinės elektringos dalelės, pvz., elektrono, mechaninį ir magnetinį momentus S ir μ sieja toks ryšys (§ 36):

$$\mu(S) = -\frac{e}{m} S, \quad (58,3)$$

Įrašę į šią lygtį sukinio momento reiškinį $S = \frac{h}{4\pi}$ bei protono masę M ir pakeitę ženklą, nes protono krūvis yra teigiamas, gauname branduolio magnetoną:

$$\mu_K = \frac{eh}{4\pi M}. \quad (58,4)$$

Atomų branduolių magnetiniai momentai matuojami 3 skirtingais metodais, kurie pagrįsti branduolių momentų kvantuotos orientacijos pakitimu išoriniame magnetiniame lauke.

Branduolio magnetinio momento μ_I dviejų gretimų ($\Delta m = 1$) kvantuotų orientacijų energijų skirtumas ΔE išoriniame magnetiniame lauke H reiškiamas taip:

$$\Delta E = g_I \mu_K H; \quad (58,5)$$

čia g_I yra Landės faktorių atitinkantis koeficientas. Be to, tarp matuojamojo branduolio magnetinio momento μ_I ir jo judėjimo kiekio momento I yra toks ryšys (§ 37):

$$\mu_I = I g_I \mu_K. \quad (58,6)$$

Vadinasi,

$$\Delta E = g_I \mu_K H = \frac{\mu_I}{I} H. \quad (58,7)$$

Santykį $\frac{\mu_I}{I}$ vadiname *giromagnetiniu*; jį galime surasti iš (58,7), išmatavę ΔE . Kvantuotos orientacijos energijos pakitimą ΔE , kai pakinta magnetinio momento orientacija, galime reikšti kaip energijos kvantą:

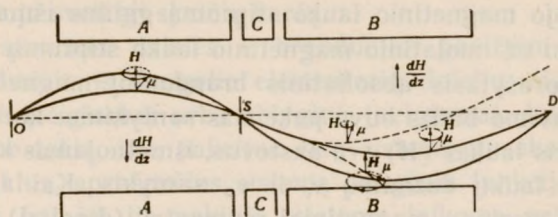
$$\Delta E = h\nu;$$

dažnumą ν nusako (58,5) ir (58,7) lygtys. Pastarąsias lygtis galime išreikšti taip:

$$\frac{\nu}{H} = \frac{1}{h} \frac{\mu_I}{I} = \frac{g_I \mu_K}{h}. \quad (58,8)$$

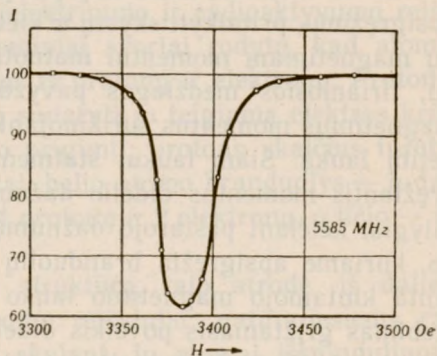
Atseit, $\frac{\mu_I}{I}$ arba g_I galime surasti, išmatavę santykį $\frac{\nu}{H}$. Eksperimentiškai jis išmatuojamas kiek pakeistu Šterno ir Gerlacho molekulinį spindulių metodu (§ 25). Paprastai branduolio magnetiniam momentui matuoti tiriamos molekulės, kurių elektroninio apvalkalo atstojamasis magnetinis momentas yra lygus nuliui, pvz., Li^7Cl , Li^7 . Siaurutis Li^7Cl molekulių pluoštas praeina tris skirtingo stiprumo magnetinius laukus (102 pav.). Magnetai A ir B sukuria stiprius vienodai orientuotus laukus. Suteikus magnetų antgaliams specialią formą, sukurtieji laukai pasižymi nukreiptu priešingomis kryptimis stipriu nevienalytiš-

kumu. Kaip ir Šterno bei Gerlacho tyrimo metu, branduolių magnetinių momentų magnetiniame lauke ašys pakrypsta erdvinio kvantavimo taisyklių leidžiama kryptimi magnetinio lauko atžvilgiu; o nevienalyčiame lauke molekulės, veikiamos jėgos



102 pav.

$\mu \frac{dH}{dz} \cos(\mu H)$, pakeičia judėjimo kryptį pradinės atžvilgiu. Todėl Li^{7}Cl molekulės, jau turėdamos atitinkamą pradinį greitį ir pokrypį, nekeisdamos savo judėjimo krypties, pralekia magneto C sukurtą vienalytį tos pat krypties lauką. Magneto B sukurtame tokios pat krypties lauke branduolių magnetinio momento orientacija nepakinta. Bet kadangi B lauko nevienalytiškumas yra priešingos krypties, negu A, molekulės vėl nukreipiamos ašies link ir pasiekia imtuvą D, kuris išmatuoja pasiekusių jį molekulių skaičių. Jei magneto C sukurtą vienalytį pastovios linkmės lauką H sukryžiuosime su didelio dažnumo (statmenos krypties) kintamuoju magnetiniu lauku, kuris apgręžia magnetinius dipolius, tai apgręžtų branduolių sukinių molekulės lauke B veiks kitokia jėga, ir tos molekulės nepasiekia imtuvo D. Jei kintamojo magnetinio lauko dažnumą ν laikysime pastoviu, o keisime magneto C magnetinio lauko stiprumą H , tai imtuvo matuojamoji srovė, esant tam tikrai $\frac{\nu}{H}$ reikšmei, pasidarys silpniausia



103 pav.

(103 pav.). Suradę $\frac{\nu}{H}$ reikšmę, iš (58,8) lygybės galime apskaičiuoti g_I reikšmę, o, žinodami branduolio mechaninį momentą I , jau galėsime apskaičiuoti ličio branduolio magnetinį momentą μ_I .

Kintamojo magnetinio lauko stiprumą galime išmatuoti žymiai tiksliau už nuolatinio magnetinio lauko stiprumą H . Todėl anksčiau aprašytasis absoliutinis branduolių magnetinio momento matavimo būdas buvo pakeistas santykiniu: kai magneto C magnetinis laukas (H) yra pastovus, išmatuojamas kintamųjų magnetinių laukų dažnumų ν_e ir ν_p santykis. Kai apsigręžia elektrono ir protono magnetiniai momentai (dipoliai),

$$\frac{\nu_e}{\nu_p} = \frac{g_e}{g_p}. \quad (58,9)$$

Elektrono Landės faktorius yra žinomas, taigi iš (58,9) lygties galime surasti protono g_p reikšmę ir jo magnetinį momentą. Kintamojo magnetinio lauko dažnumas, kuriame apsigręžia magnetinis dipolis, yra proporcingas lauko stiprumui H (58,8); todėl, išmatavę šį dažnumą, galime surasti magnetinio lauko stiprumą. Šiuo metodu matuojamas magnetinių laukų stiprumas.

Kiti du metodai, kurie taip pat pagrįsti branduolių momentų apsigrėžimu, pritaikyti skystų ir kietų medžiagų atomų branduolių magnetiniam momentui matuoti. Matuojant Purcelio metodu, tiriamosios medžiagos pavyzdėlis dedamas į branduolių magnetinius momentus surikiuojantį nuolatinį ir vienalytį magnetinį lauką. Šiam laukui statmenai sudaromas kintamas apgręžiantis momentus didelio dažnumo magnetinis laukas. Kai, tolygiai keičiant pastarojo dažnumą, šis atitinka dažnumą lauko, kuriame apsigręžia branduolių magnetiniai momentai, pakinta kintamojo magnetinio lauko energijos absorbcija ir pastebimas grįžtamasis poveikis didelio dažnumo grandinei. Blocho pasiūlytasis branduolių indukcijos metodas skiriasi nuo anksčiau aprašytojo tuo, kad įrenginys papildomas imtuvine rite, kurios magnetinis laukas yra statmenas abiem magnetiniams laukams. Kai apgręžimo ir kintamojo lauko dažnumai rezonuoja, magnetiniams momentams apsigręžiant, indukuojama elektrovaros jėga; šiuo būdu galime išmatuoti rezonansinį daž-

numą ir branduolių magnetinį momentą. Šie du metodai taip pat plačiai taikomi elektrono arba protono ir tiriamosios medžiagos branduolių apgėžiamųjų dažnumų santykiui išmatuoti. Protono ir neutrono magnetiniai momentai nėra branduolio magnetono kartotiniai, todėl ir branduolių magnetiniai momentai nepasikartoja sveikąjį skaičių kartų.

Visos atominės dalelės ir branduoliai pasižymi *lyginumo ypatybe*. Sudėta iš daugelio elementarių dalelių, sistema gali būti lyginė (teigiama) arba nelyginė (neigiama). Lygine sistema laikome tokią, kai, pakeitus visų sistemą nusakančių parametrų ženklus, aprašančios sistemą banginės funkcijos ženklas nepakinta; bet jei jis pakinta, sistema laikoma nelygine. Iki šiol manoma, kad lyginumas yra išlaikomas, ir bandoma iš branduolio pradinio bei galinio būvių lyginumo, jam reaguojant su elementariąja dalele, susekti elementarių dalelių lyginumą.

§ 59. ATOMO BRANDUOLIO SUDETIS

1. Senesnės pažiūros į atomo branduolio sudėtį

Pagal Boro atomo teoriją, atomas yra sudėtas iš teigiamai įelektrinto didelės masės branduolio ir iš skriejančių aplink jį elektronų. Daugelis dujų išsielektrtinimo ir radioaktyvumo reiškinių, taip pat elementų atominiai svoriai rodytų, kad atomo branduolys turėtų būti sudėtas iš protonų ir elektronų. Protonų perteklius branduolyje turėtų sudaryti jo teigiamą elektros krūvį ir nulemti paties elemento prigimtį; protonų skaičius turėtų nusakyti elemento masę. Antai, helio atomo branduolys — α -dalelė — turėtų būti sudėtas iš 4 protonų ir 2 elektronų, o ličio — iš 6 protonų ir 3 elektronų.

Tokią atomo branduolio struktūrą, taip atrodė, iš dalies rėmė natūralaus radioaktyvumo reiškiniai; natūraliesiems radioaktyviesiems elementams skylant, jų atomai išspinduliuoja α -daleles bei elektronus. Tai lyg rodė, kad atomų branduoliuose turėtų būti elektronų ir kad juose helio branduoliai (4 protonai ir 2 elektronai) sudaro ypatingai stabilią sistemą, nes yra spinduliuojami ne protonai atskirai, bet α -dalelė. Tačiau vėlesni radioaktyvumo reiškiniai ir, apskritai, atominės fizikos tyrimai

įtikino, kad atomo branduolys negali būti tokios sudėties. Radioaktyviesiems elementams skylančiam, kaip jau minėjome, yra išspinduliuojami elektronai bei α -dalelės, o atomus dirbtinai skaldant,— apskritai, sunkiosios elementariosios dalelės. Dalelių spinduliavimą kartais lydi γ -spinduliai. Sunkiųjų dalelių ir γ -spindulių energijos spektras nėra tolydinis. Bet branduolių spinduliuojamųjų elektronų energija kinta tarp nulio ir tam tikro labai didelio dydžio, kitaip tariant, jie turi tolydinį energijos spektrą. Taikant energijos principą, branduolio energiją reiktų laikyti neribota. Bet tokiam teigimui prieštaravo visi kiti (k. a., α - ir γ -spinduliavimo) reiškiniai.

Paulis pirmas nurodė, kad, jei elektronas turi mechaninį ir magnetinį momentus, juos turi turėti ir branduolys. Bet tuomet spektro linijos turėtų turėti vadinamąją hipersmulkiają struktūrą, t. y. jų smulkiosios struktūros komponentai turėtų būti sudėti iš dar smulkesnių komponentų. Iš spektro linijų hipersmulkiosios struktūros komponentų skaičiaus bei jų stiprumo sprendžiama apie branduolio mechaninį, o iš komponentų nuotolio — apie jo magnetinį momentą. Be to, branduolių mechaninį bei magnetinį momentus galima tiesiogiai išmatuoti, pakreipiant molekulinis spindulius magnetiniame lauke.

Spektro linijų hipersmulkiosios struktūros tyrimas aiškiai rodo, kad nelyginio masės (atominio) skaičiaus atomų branduoliai turi mechaninį ir magnetinį momentus ir kad mechaninis momentas, išreikštas kvantiniais $\left(\frac{h}{2\pi}\right)$ vienetais, yra kartotinis $\frac{1}{2}$ (taigi $n \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, kur n — nelyginis skaičius). Lyginio masės skaičiaus atomų spektro linijos neturi hipersmulkiosios struktūros, taigi tų atomų branduoliai arba visai neturi mechaninio momento, arba jų magnetinis momentas labai silpnas ir jo sukeltas spektro linijų komponentų skilimas yra labai mažas. Kitais būdais matuojant, buvo patirta, kad bent kai kurių, pvz., N_7^{14} , H_1^2 ir kt., lyginio masės skaičiaus atomų branduoliai turi mechaninį momentą, kuris yra kartotinis $\frac{h}{2\pi}$.

Jei atomo branduolys būtų sudėtas iš protonų ir elektronų, tai, kadangi jų abiejų mechaninis momentas lygus $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, rei-

kėtų laukti, kad tų branduolių, kurie turi lyginį dedamųjų dalelių skaičių, mechaninis momentas būtų išreikštas sveikuoju, o tų, kurie turi nelyginį jų skaičių,— trupmeniniu skaičiumi. Kai A yra branduolio masė, Z — jo numeris — elementariųjų elektros krūvių e skaičius, tai dedamųjų dalelių skaičius yra lygus $2A - Z$. Taigi visi branduoliai, kurių Z yra lyginis, turėtų turėti sveikąjį, o kurių Z nelyginis,— trupmeninį mechaninį momentą. Bet tyrimas parodė, kad trupmeninį mechaninį momentą turi tie atomų branduoliai, kurių nelyginis yra A , bet ne Z , pvz., Cd branduolys ($M=111$, $Z=48$).

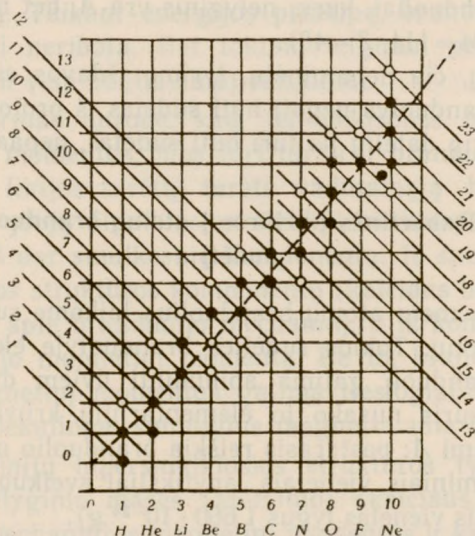
Šių ir kitų, čia nepaminėtų, tyrimų išdavos aiškiai parodė, kad atomo branduolys negali būti sudėtas iš protonų ir elektronų; bet iš kokių dalelių jis turi būti sudėtas, nepaaiškėjo.

2. Dabartinės pažiūros į atomų branduolio sudėtį

Dabartiniu metu atomų branduolius laikome sudėtus iš protonų ir neutronų. Tokios sudėties branduolyje elektronų nėra. Kiekvieną branduolį galima apibūdinti dviem dydžiais: eilės numeriu Z , kuris nusako jo elementariųjų krūvių skaičių, ir masės skaičiumi A ; pastarasis reiškia branduolio masę (išreikštą masės atominiais vienetais, apytiksliai sveikuoju skaičiumi; masės atominis vienetas lygus $1,660 \cdot 10^{-24}$ g).

Kai atomo branduolys yra sudėtas iš protonų ir neutronų, branduolio eilės numeris Z nusako protonų skaičių, o masės skaičius A — atomą sudedančių dalelių — *nuklonų* bendrą skaičių branduolyje. Vadinasi, neutronų skaičius $N = A - Z$. 104 pav. schemiškai pavaizduota stabilių ir radioaktyvių pirmųjų dešimties periodinės elementų sistemos elementų branduolių sudėtis. Abscisių ašyje sužymėtas protonų, o ordinačių ašyje — neutronų skaičius branduoliuose. Skaiciai prie įstrižų tiesių žymi branduolių masės skaičių. Iš paveikslo matyti, kad tą patį protonų skaičių atitinka keletas neutronų skaičių. Turime elementų *izotopus*; to paties elemento izotopų atomai pasižymi vienodomis cheminėmis ir optinėmis ypatybėmis, bet jų branduoliai, turėdami skirtingas mases, savo ypatybėmis skiriasi. Branduoliai, turintieji vienodą nuklonų, taigi ir masės, skaičių, vadinami *izobarais*.

Visi žinomi branduoliai užima apysiaurę juostą (104 pav.), kurios vidurinė linija vadinama *stabilumo linija*. Lengvųjų atomų stabilumo linija eina išilgai tiesės $N=Z$, o sunkesniųjų — kyla į viršų. Sunkiuose branduoliuose, esančiuose stabilumo linijoje, neutronų skaičius viršija protonų skaičių iki 1,6 karto. Pvz., U_{92}^{238} branduolys turi 92 protonus ir 146 neutronus. Iš gamtoje pasitaikančių atomų didžiausią protonų skaičių turi U_{92} ,



104 pav.

neutronų — U_{92}^{238} , o iš nestabilių, dirbtinai sukurtų, 103-čiasis (Lw_{103}^{257}), o neutronų — Es_{99}^{256} (einšteinis, 157).

Branduolio masė nėra visai lygi visų jo atskirai paimtų nuklonų masei. Ji visada yra kiek mažesnė. Branduolio masės M ir jo nuklonų skaičiaus A skirtumas $\Delta M = M - A$ yra vadinamas branduolio *masės defektu*. 20-je lentelėje surašyta kai kurių branduolių sudėtis, jų nuklonų masės bei masių skirtumas.

Nors masės defektas ir neturi tiesioginės fizikinės prasmės, bet juo naudojamės branduolių ryšio energijai bei branduolinių reakcijų energijos efektui apskaičiuoti.

Kai kurių branduolių sudėtis ir masė, išreikšta atominiais masės vienetais

Branduolys	Branduolio sudėtis	Branduolio masė	Nuklonų masių suma	Masių skirtumas
D	$1p + 1n$	2,01418	2,01657	0,00239
He	$2p + 2n$	4,00276	4,03315	0,3039
Li	$3p + 4n$	7,01652	7,05871	0,04219
C	$6p + 6n$	12,00059	12,03945	0,03886
O	$8p + 8n$	15,99562	16,13260	0,13698
Cu	$29p + 34n$	62,940	63,525	0,585
Ag	$47p + 60n$	106,922	107,896	0,974
Pb	$82p + 126n$	208,012	209,754	1,742
U	$92p + 146n$	238,092	240,010	1,918

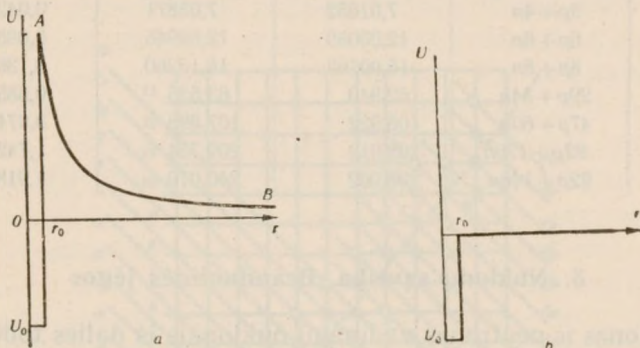
3. Nuklonų sąveika. Branduolinės jėgos

Protonas ir neutronas vadinami nuklonais iš dalies todėl, kad jie sudaro atomų branduolį, o svarbiausia todėl, kad šias abi elementariąsias daleles galime laikyti viena ir ta pačia dalele — *nuklonu*, tik skirtinguose būviuose: viename būvyje jis yra elektringa dalelė — protonas, o kitame — neelektringa — neutronas. Jų energija taip pat šiek tiek skiriasi. Tokia nuklono ypatybė išryškėja, jiems tarp savęs sąveikojant.

Nuklonai sąveikoja trejopu būdu: a) du protonai ($p-p$), b) protonas ir neutronas ($p-n$) ir c) du neutronai ($n-n$). Veikiančios tarp nuklonų branduolinės jėgos nėra nei visuotinės traukos, nei Kulono jėgos. Jos pasižymi šiomis būdingomis savybėmis. Šios jėgos yra labai stiprios, žymiai stipresnės už jėgas, veikiančias atomo elektroniniuose sluoksniuose. Norint nukloną išlaisvinti iš branduolio, reikia keletu milijonų elektronvoltų energijos. Branduolinės jėgos veikia tik labai mažuose ($<10^{-13}$ cm) nuotoliuose. Jau 10^{-13} cm nuotolyje jos praktiškai nustoja veikusios. Nuklonams tolstant vienas nuo kito, branduolinės jėgos labai staigiai silpnėja pagal eksponentinį dėsnį $\frac{1}{r}e^{-R}$; čia $R = \frac{r}{r_0}$; r_0 yra branduolinių jėgų veikimo radiusas, $r_0 \approx 10^{-13}$ cm.

Nors tarp dviejų nuklonų veikia vienodos branduolinės jėgos, bet sąveika tarp dviejų protonų skiriasi nuo sąveikos tarp

protono ir neutrono, nes tarp protonų veikia ir Kulono jėga. Tai aiškiai rodo jų sąveikos potencialinės energijos U priklausomybės nuo nuotolio kreivės (105 pav.). Kadangi tarp dviejų protonų veikia atstūmimo jėga, tai, jiems artėjant, potencialinė energija visą laiką didėja. Kai jie suartinami tiek, kad pradeda veikti branduolinė jėga, potencialinė energija labai staigiai sumažėja



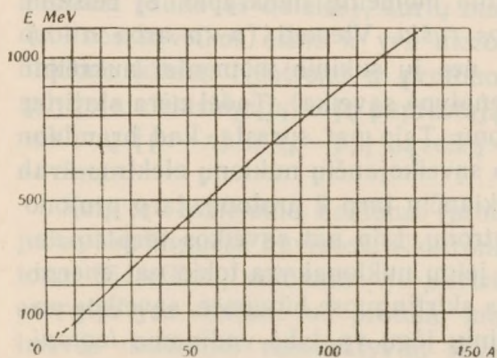
105 pav.

ir nebeprisiklauso nuo nuotolio (105 pav. kreivė a). Protono ir neutrono sąveikos potencialinė energija yra lygi nuliui, kol protonas ir neutronas suartėja iki branduolio radiuso (10^{-13} cm) nuotolio. Tuomet branduolinė jėga staigiai sustiprėja, ir potencialinė sąveikos energija mažėja (105 pav. kreivė b). Branduolyje potencialinė energija yra neigiama. 105 pav. pavaizduota kreivės a formos protono potencialinės energijos priklausomybė nuo nuotolio vadinama *potencialiniu barjeru*. Protonas turi pereiti potencialinį barjerą, kad jis įsiskverbtų į branduolį.

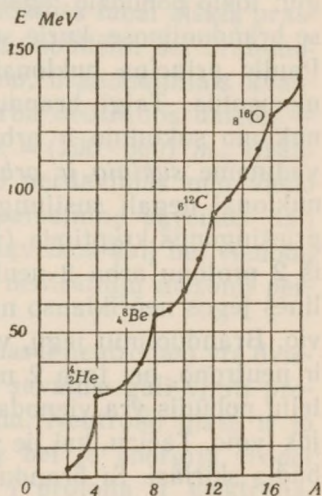
Branduolinės jėgos pasižymi *valentingumu*. Branduolyje nuklonai sąveikoja tik su tam tikru nuklonų skaičiumi. Tai rodo branduolių ryšio energijos priklausomybė nuo nuklonų skaičiaus branduolyje. Jeigu nuklonai sąveikotų su bet kuriuo nuklonų skaičiumi, tai ryšio energija E turėtų priklausyti nuo $A(A-1)$, bet ne nuo A , kaip rodo 106 pav. kreivė. Atseit, branduolinės jėgos pasižymi *prisiotinimu*. Jos prisiotina, kai branduolyje yra keturi nuklonai: du protonai ir du neutronai, kurie sudaro α -dalelę. Tuomet ryšio energijos kreivė lūžta, kaip rodo lengvųjų izotopų ryšio energijos priklausomybės nuo nuklonų skaičiaus

kreivės eiga (107 pav.). Dėl branduolinių jėgų prisisotinimo visų branduolių medžiagos tankis yra vienodas. Prisisotinimo reiškinio kilmė nėra dar visiškai išaiškinta.

Dviejų nuklonų sąveikos stiprumas priklauso ne tik nuo nuotolio tarp jų, bet ir nuo jų judėjimo kiekio momento orientacijos. Šią priklausomybę ryškiai vaizduoja protono ir neutrono sąveika.



106 pav.



107 pav.

Protonas ir neutronas sudaro lengviausią sudėtinį vandenilio izotopo H_1^2 (arba deuterio, D) atomo branduolį — deutoną (d). Jų ryšio energija deutone yra lygi 2,2 MeV, taigi kelis kartus mažesnė už jų ryšio energiją sunkesniuose branduoliuose; pvz., helio branduolyje pastaroji lygi apie 7 MeV. Deutono masė $m_d = 2,0142$ a. m. v., jo elektros krūvis yra teigiamas ir lygus elementariajam elektros kiekiui. Deutono sukinio momentas lygus vienetui; jo magnetinis momentas $\mu_d = 0,857$ branduolio magnetono μ_K . Iš deutono ypatybių galima buvo apytikriai susekti branduolinių jėgų veikimo radiusą ($4 \cdot 10^{-13}$ cm). Be to, buvo surasta, kad protono ir neutrono sąveika priklauso nuo jų sukinio momentų pakrypimo. Ji yra stipresnė, kai jų sukinio momentai nukreipti lygiagrečiai, deutonui esant s -būvyje — $(1s_{1/2})^2$, negu tada, kai jie nukreipti antilygiagrečiai. Sąvei-

kodami su didelės (>100 MeV) energijos branduoliais, deutonai suskyla į protonus ir neutronus: taip skylant deutonams, susidaro didelės energijos neutronų kryptingas pluoštas. Deutonai, kaip ir α -dalelės (§ 49, A), yra sunkiosios sudėtinės dalelės.

Dviejų nuklonų sąveika priklauso ne tik nuo jų sukinio momentų lygiagretumo, bet ir nuo to, kaip jų atstojamasis sukinio momentas yra pakrypęs tiesės, jungiančios abu nuklonus, atžvilgiu; tokio pobūdžio jėgos vadinamos *tensorinėmis*. Sunkesniuose branduoliuose, kurie sudėti iš daugiau kaip 4 nuklonų, pagal Paulio principą nuklonai turi skirtingai nukreiptus orbitinius momentus. Taigi branduolinės jėgos taip pat priklauso nuo nuklono sukininio ir orbitinio momentų nuokrypio. Šį reiškinį vadiname *sukinio ir orbitos ryšiu*. Vienodi ($p-p$ arba $n-n$) nuklonai negali susijungti, nes jų sukinio momentai nukreipti priešingomis kryptimis (vienalypė sąveika). Todėl nėra statinių iš 2 protonų arba 2 neutronų. Taip pat surasta, kad branduolinės jėgos nepriklauso nuo sąveikojančių nuklonų elektros krūvio. Branduolinių jėgų, veikiančių tarp 2 protonų, tarp protono ir neutrono, bei tarp 2 neutronų, taip pat sąveikos tarp tų dalelių pobūdis yra vienodas, jeigu nuklonai yra tokio pat energijos lygio. Tačiau, kai jie yra skirtinguose būviuose, sąveikos pobūdis skiriasi. Ši branduolinių jėgų ypatybė vadinama *izotopiniu invariantiškumu* (arba *nepriklausomybe nuo elektros krūvio*).

Branduolinių jėgų teoriją galima vystyti dviem būdais. Viena būdu aiškinant branduolinių jėgų veikimą, fenomenologiškai parenkamas toks sąveikos potencialas, kuris atitiktų eksperimentiškai surastas branduolinių jėgų ypatybes. Jis privalo patenkinti tokias sąlygas. Iš pradžių laikoma, kad branduolinės sąveikos potencialas pirmuoju priartėjimu nepriklauso nei nuo dalelių sukinio momento, nei nuo jų greičio, bet priklauso tik nuo nuotolio, taigi pasižymi sferine simetrija. Jau ir šiuo atveju gaunamos svarbios išvados apie sąveikos pobūdį: apie veikimo radiusą, jo stiprumą ir kt. Vėliau potencialui iškeliami apribojimai, kurie jį suderina su žinomomis branduolinių jėgų ypatybėmis.

Kitas branduolinių jėgų teorijos metodas yra mezoninio lauko ir jo kvantų — mezonų, kurie perneša branduolinę sąveiką, metodas. Jis yra panašus į kvantinės elektrodinamikos, kurioje

nagrinėjamas elektromagnetinio lauko ir jo kvantų — fotonų sąveika, metodą. Kvantinės elektrodinamikos pagrindinė idėja yra sąveikos perdavimo fotonais vaizdinys. Fotonai yra elektromagnetinio lauko kvantai; jie atsiranda spinduliuojant ir išnyksta absorbuojant šviesą. Taip aiškinant, iškeliami nauji spinduliuojančiosios sistemos ir spinduliuojamojo lauko sąveikos reiškiniai. Kvantinės elektrodinamikos idėją 1934 m. Tamas perkėlė į branduolinių jėgų sritį, tuo suteikdamas labai aiškią prasmę branduolinės sąveikos pamaininiam pobūdžiui bei branduolinių jėgų prisotinimui. Jukavos teigimu, branduoliniais kvantais gali būti nestabilios elektringos arba neutralios dalelės — mezonai (Jukavos dalelės), kurių masė $\approx (200 \div 300) m_e$. Branduolinės sąveikos esmė ir yra mezone perdavimas nuo vieno nuklono kitam. Neutrono ir protono pamaininę sąveikos dalį sąlygoja elektringųjų, o jų paprastąją sąveikos dalį bei vienodų nuklonų $[(n-n)$ ir $(p-p)]$ sąveiką — neutraliųjų mezonų perdavimas.

Kaip jau minėjome, nuklonas (protonas ir neutronas) yra dviejuose skirtinguose būviuose. Neutronas savaime gali virsti protonu. Šį reiškinį vadiname $n-p$ virtimu. Neutrono masė ir jo energija yra didesnė už protono masę bei jo energiją. Todėl laisvas neutronas radioaktyviai skyla į protoną ir elektroną, o išlaisvintosios energijos dalis virsta kinetine elektrono energija. Jo pusamžis yra apie 12 min. Be to, teoriniai samprotavimai aiškina, kad šiame procese turi susidaryti dar viena elementari dalelė — *antineutrinas* ($\bar{\nu}$).

Neutrono radioaktyvų skilimą galime taip pažymėti:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} + 0,78 \text{ MeV.}$$

Panašiai galime pažymėti protono virtimo neutronu procesą:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu - 1,80 \text{ MeV.}$$

Taigi protonas negali savaime virsti neutronu, nes tokiame procesui sunaudojama 1,80 MeV energijos. Sudėtinguose atomų branduoliuose energija gali padidėti bei sumažėti, taigi branduoliuose gali vykti abu procesai. Jie, pvz., vyksta nestabiliuose branduoliuose; neutronas virsta protonu branduoliuose, kuriuose neutronų skaičius didesnis už protonų, o protonas virsta

neutronu, kai protonų skaičius branduolyje yra didesnis už neutronų skaičių. Šiuose procesuose atsiradę elektronai (e^-) sudaro radioaktyviųjų medžiagų β^- , o pozitronai (e^+) — β^+ -spinduliavimą.

Branduolinių jėgų pobūdis rodo, kad atomo branduolys vargu ar gali būti kietame arba dujiniame agregatiniame būvyje. Pirmuoju atveju nuklonai tegalėtų labai nežymiai judėti. Išmatuotos nuklonų orbitinių mechaninių momentų reikšmės rodo, kad jie juda smarkiai. Dujų būvio atveju nuotoliai tarp nuklonų būtų dideli ir branduolinės jėgos būtų žymiai silpnesnės. Netinka branduoliui taipgi ir atomo planetinis modelis, nes jis sudarytas iš skirtingų dalelių. Bovieka manyti, kad branduolys savo ypatybėmis yra panašus į skysčio lašą.

Molekulinių, kaip ir branduolinių, jėgų veikimo sfera yra ribota; skysčio tankis, kai temperatūra ir slėgimas nekinta, yra pastovus ir nepriklauso nuo skysčio molekulių skaičiaus. Nuklonai, kaip ir molekulės, yra pakankamai judrūs. Energija, suteikta branduoliui, jį sužadinant, pagal Maksvelo dėsnį statistškai pasiskirsto tarp visų branduolio nuklonų, kaip pasiskirsto tarp molekulių suteikta skysčiui pertekliaus energija. Tokia prasme galime branduolio nuklonams priskirti tam tikrą temperatūrą, atitinkančią jų vidutinę kinetinę energiją.

Skysčio lašo branduolio modelį iškėlė Frenkelis, o išvystė Boras. Šis modelis aiškina daug branduolio ypatybių. Lašo modelis nusako branduolio masės kitimą, kintant nuklonų skaičiui, apytiksliai išreiškia branduolio ryšio energiją, apibūdina branduolių α - ir β -skilimų bei dalijimosi energines sąlygas, kokybiškai aprašo bendrą branduolių energijos lygių pasiskirstymo struktūrą ir kt. Tačiau tas modelis negali paaiškinti daug kitų branduolių ypatybių kitimo dėsningumų.

Smulkiau ištirus branduolių ryšio energiją, jų sukinio magnetinį bei elektrinį momentą, izotopų gausumą gamtoje, pasirodė, kad iš visų branduolių reikia išskirti tuos branduolius, kurie turi magiškų skaičius (2, 8, 20, 50, 82 ir 126) neutronų arba protonų. Tokie branduoliai yra itin stabilūs. Atomų branduolių ypatybių (stabilumo, magnetinio bei elektrinio momento ir kt.) periodinis kitimas iškėlė mintį, kad branduoliai, kaip ir atomai, gali turėti sluoksningą struktūrą. Toks atomų branduolio modelis vadinamas *sluoksniniu*. Atrodo, kad sudaryti sluoksningi

branduolio modelį negalima, nes branduolyje nėra jėgų centro, kokį turime atome. Be to, nuklonai stipriai sąveikoja tarpusavyje; nuklonų koncentracija branduolyje yra labai didelė ($n = 10^{28} \frac{\text{nuklonų}}{\text{cm}^3}$), jų sąveikos skerspiūvis, esant vidutinei nuklonų judėjimo energijai 25 MeV, yra $\sigma = 0,3$ barno, atseit, nuklono laisvasis kelias branduolyje yra mažesnis už branduolio radiusą ($\lambda = \frac{1}{n\sigma} \approx 0,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$). Taigi tokiomis sąlygomis vargu ar nuklonas gali judėti taisyklinga orbita. Vienok nuklonų stipri sąveika ir jos mažas radiusas leidžia sudaryti sferiškai simetrinį potencialą, kurio lauke nuklonai gali judėti nepriklausomai vienas nuo kito.

Pagal kvantinę mechaniką branduoliai gali būti įvairiuose energiniuose būviuose. Pagrindiniame branduolio būvyje nuklonai užpildo mažesnės energijos lygius. Susiduriant jiems, turėtų kitėti jų energija; vienas iš jų turėtų netekti jos ir pereiti į mažesnės energijos būvį; tada kito energija padidėtų. Tačiau mažesnės energijos būviai yra užpildyti ir, pagal Paulio draudimo principą, daugiau įtilpti nuklonų juose nebegali. Todėl praktiškai branduolyje nuklonai juda, nesąveikodami tarpusavyje.

Nuklono būvį branduolyje apibūdinami kvantiniais skaičiais: n , kuris lygus banginės funkcijos mazgų skaičiui, ir orbitiniu kvantiniu skaičiumi l . Pagal Paulio principą, kiekviename būvyje gali būti atskiros rūšies nuklonų (protonų ir neutronų) $N = 2(2l + 1)$. Nuklono energijos lygiai sudaro atskiras grupes — *sluoksnius*; juose lygiai guli arti vienas kito. Atskirus sluoksnius sudaro šie lygiai: $1s$; $1p$; $1d$ ir $2s$; $1f$ ir $2p$; $1g$, $2d$ ir $3s$; $1h$, $2f$ ir $3p$. Užpildytuose sluoksniuose nuklonų skaičius turi būti lygus magiškajam. Tokia lygybė buvo gauta, tik išskėlus stiprią nuklonų orbitinio ir sukinio momentų sąveiką, palyginus su nuklonų tarpusavio sąveika. Tuomet nusakomas l energinis būvis priklausomai nuo nuklono sukinio momento krypties pasiskirsto į du būvius; lygiagreti momentų orientacija atitinka mažesnę būvio (didesnę sąveikos) energijos reikšmę. Dabar turime du kvantinių skaičių $j = l \pm \frac{1}{2}$ lygius ir atitinkamai vietoj būvio np turime $np_{3/2}$ ir $np_{1/2}$, vietoje nd — $nd_{5/2}$ ir $nd_{3/2}$.

ir t. t. Užpildytame būvyje gali tilpti nuklonų skaičius $N=2j+1$, o visame sluoksnyje $n=\sum N$. Nuklonai paskirstomi į 6 sluoksnius. Sluoksnį I ($l=0$) sudaro būvis $1s_{1/2}$; jame turime nuklonų $N=2$. Sluoksnį II sudaro būviai $1p_{3/2}$ $1p_{1/2}$; $N=6$; III — $1d_{5/2}$ $1d_{3/2}$ $2s_{1/2}$; $N=12$; IV — $1f_{7/2}$ $1f_{5/2}$ $2p_{3/2}$ $2p_{1/2}$ $1g_{9/2}$; $N=30$; V — $1g_{7/2}$ $2d_{5/2}$ $2d_{3/2}$ $1h_{11/2}$ $3s_{1/2}$; $N=32$ ir VI — $1h_{9/2}$ $2f_{7/2}$ $3p_{3/2}$ $1i_{13/2}$ $3p_{1/2}$ $2f_{5/2}$; $N=44$.

Nuklonai skirstomi sluoksniais, derinant nuklonų skaičių juose ir jų sukinio momentą su užpildymu ir dydžiu j , apibūdinančiu būvį. Pvz., n , p , H_1^2 , H_1^3 , He_2^3 ir He_2^4 priskiriami sluoksniui I. Tų branduolių nuklonai yra būvyje $1s_{1/2}$, kuris branduolyje He_2^4 yra visai užimtas; tame būvyje gali būti du protonai ir 2 neutronai.

Remiantis eksperimentiniais duomenimis, teigiama, kad a) sudėtos iš lyginio protonų ir lyginio neutronų skaičiaus sistemos momentas yra lygus nuliui; b) sudėtos iš nelyginio nuklonų skaičiaus sistemos momentas yra lygus neporinio nuklono momentui; c) nelyginio protonų ir nelyginio neutronų skaičiaus, kai neporiniai nuklonai yra vienoduose būviuose, sistemos momentas yra lygus dvigubam nuklono momentui; d) tam tikro n lygio energija didėja, didėjant l ; e) sukininio ir orbitinio momentų sąveikos energija yra didesnė, kai l ir s yra lygiagretūs, negu kai jie yra antilygiagretūs.

Sluoksninis branduolio modelis nuodugniau išaiškina kai kuriuos (pvz., α -dalelių susidarymo branduolyje bei α -skilimo ir kt.) reiškinius. Tačiau ir tas modelis ne visur gerai tinka. Tikslėsniau laikomas *apibendrintasis branduolio modelis*; jį sudarant, atsižvelgiama į nuklonų judėjimo įtaką vidutinio lauko parametrus. Dėl jos branduolys deformuojamas ir iš rutulio pavirsta sukimosi elipsoidu.

§ 66. BRANDUOLIO RYSIO ENERGIJA

Cheminių elementų izotopų masė išreiškiama tokiais skaičiais, kurie šiek tiek skiriasi nuo sveikųjų. Iš dalies tai yra todėl, kad nuklonų masės nėra lygios vienetui. Be to, iš 20 lentelės matyti, kad branduolių masė yra kiek mažesnė už juos sudarančių nuklonų (protonų ir neutronų) bendrąją masę, net beveik visada mažesnė už branduolių masės skaičių, kuris nusako

nuklonų skaičių branduolyje. Branduolyje nuklonų masė sumažėja todėl, kad, susidarant atomo branduoliui, išsiskiria energija, nusakanti nuklonų ryšio branduolyje tvirtumą. Paprastai energiją, kuri reikalinga atomo branduoliui suskaldyti į atskirus nuklonus, vadiname *branduolio ryšio energija*.

Branduolinėje fizikoje energija reiškiama atominiais energijos vienetais. Bet kurios sistemos energijos, išreikštos atominiais energijos vienetais, skaitinė reikšmė yra lygi tos sistemos masės skaitinei reikšmei. Atominį energijos vienetą galime surasti, pasinaudodami energijos ir masės atotikiu $E=mc^2$. Jis yra lygus $1,67 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{20} \text{ erg} = 931 \text{ MeV}$. Įvedus tokį energijos vienetą, bet kurio branduolio masė ir energija yra nusakyta to paties skaičiaus.

Tegu branduolyje yra Z protonų ir N neutronų. Pažymėkime protono masę m_p , neutrono masę — m_n , o visą branduolio masę M . Tokio branduolio ryšio energija

$$\Delta E = Zm_p + Nm_n - M. \quad (60,1)$$

Apskritai, branduolio nuklonų ryšio energija, palyginus su elektrono ir branduolio ryšio energija, yra labai didelė. Pvz., deguonies branduolio O_8^{16} ryšio energija

$$\begin{aligned} \Delta E(\text{O}_8^{16}) &= [(8 \cdot 1,008245) + (8 \cdot 1,008986) - 16] \text{ a. v.} = \\ &= 0,137048 \text{ a. v.} = 128 \text{ MeV,} \end{aligned}$$

o elektrono ir branduolio H_1^1 atome tik 13,5 eV.

Ryšio energija yra reikšmingiausias branduolį charakterizuojantis dydis. Ją galima surasti, išmatavus branduolio ir jį sudarančių nuklonų mases. 20-je lentelėje sužymėti kai kurių atomo branduolių būdingi dydžiai.

Branduolio ryšio energiją apibūdina ir branduolio *masės defektas* — skirtumas tarp branduolio masės M ir jo masės skaičiaus A ,

$$\Delta M = M - A. \quad (60,2)$$

Zinodami masės defektą, galime apskaičiuoti ryšio energiją:

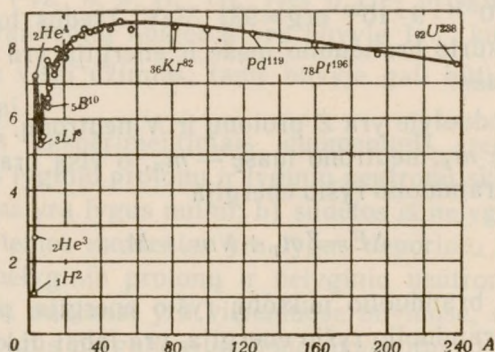
$$\begin{aligned} \Delta E = Zm_p + Nm_n - M &= Z + Z \cdot \Delta m_p + N + N \cdot \Delta m_n - \\ &- (A + \Delta M); \end{aligned} \quad (60,3)$$

čia Δm_p ir Δm_n yra atitinkamai protono ir neutrono masės defektai. Bet $A=Z+N$, taigi

$$\Delta E = Z \cdot \Delta m_p + N \cdot \Delta m_n - \Delta M = A \cdot \Delta m_n - Z(\Delta m_n - \Delta m_p) - \Delta M. \quad (60,4)$$

Δm_n ir Δm_p yra žinomi dydžiai, todėl ir iš ΔM galima spręsti apie ΔE .

Kadangi $\Delta m_n = 0,00896$ yra daug didesnis už skirtumą $\Delta m_n - \Delta m_p = 0,000825$, tai iš (60,4) išeina, kad branduolio ryšio



108 pav.

energija daugiausia priklauso nuo nuklonų skaičiaus A branduolyje ir tik nežymiai priklauso nuo nuklonų rūšies (protonų arba neutronų). Šią priklausomybę vaizduoja 106 pav. kreivė; čia absčių ašyje sužymėti branduolių masės skaičiai, o ordinačių ašyje — ryšio energija (MeV). Kreivė yra labai artima tiesei.

Tačiau branduolių specifinė ryšio energija $\delta E = \frac{\Delta E}{A}$ (vidutinė energija ΔE , apskaičiuota vienam branduolio nuklonui) rodo, kad vaizduojanti ΔE priklausomybę nuo A kreivė nėra tiesė. 108 pav. kreivė vaizduoja δE priklausomybę nuo A . Kreivės polinkis rodo, kad skirtinguose branduoliuose nuklonai surišti nevienodai stipriai. Stipriausiai jie surišti (δE yra didžiausias) branduoliuose, kurių masės skaičius yra tarp 40 ir 100. Šių branduolių δE beveik nekinta ir yra lygi 8,7 MeV. Didėjant nuklonų skaičiui branduoliuose, kurių $A > 100$, δE mažėja. Ura-
no U_{92} $\delta E = 7,5$ MeV.

Lengvuose branduoliuose ($A < 40$), mažėjant nuklonų skaičiui, δE mažėja. Šioje kreivės dalyje turime smailias iškyšas ir įdubas. Didžiausia specifinė ryšio energija pasižymi tie branduoliai, kurie turi lyginį protonų bei neutronų skaičių, pvz., He_2^4 , C_6^{12} ir kt., o mažiausia — tie branduoliai, kurių protonų ir neutronų skaičius yra nelyginis, pvz., Li_3^6 , B_5^{10} ir kt. Branduolių, sudėtų iš protonų (arba neutronų) lyginio ir neutronų (arba protonų) nelyginio skaičiaus, specifinė ryšio energija δE turi tarpinę reikšmę tarp $\delta E_{\text{didž}}$ ir $\delta E_{\text{maž}}$. Tai rodo, kad branduolių ryšio energija priklauso ne tik nuo visų nuklonų skaičiaus, bet ir nuo to, lyginis ar nelyginis yra protonų bei neutronų skaičius branduolyje.

Remiantis elektringo skysto lašo modeliu, galima surasti santykį tarp dalelių skaičiaus branduolyje ir ryšio energijos. Tegu branduolys yra sudėtas iš N neutronų ir Z protonų. Branduolio masės skaičius $A = N + Z$. Išreikškime branduolio energiją atominiais vienetais. Jo energija susideda iš tokių dalių. Nuklonų masę atitinkanti energija

$$E_1 = Nm_n + Zm_p = Am_n - Z(m_n - m_p); \quad (60,5)$$

čia m_n ir m_p yra atitinkamai neutrono ir protono masė. Tokią energiją turi laisvi neutronai ir protonai.

Susidarant branduoliui, yra išlaisvinamas tam tikras energijos kiekis E_2 . Kadangi kiekvieną nukloną atitinka vienodas išlaisvintos energijos kiekis a_1 , tai

$$E_2 = -a_1 A. \quad (60,6)$$

Ne visi nuklonai, susidarant branduoliui, yra vienodai stipriai pririšami. Jie patenka į skirtingus energijos lygius. Panašiai kaip ir skysčio molekulės lašelio paviršiuje, branduolio paviršiuje esantieji nuklonai turi didesnę energiją už viduje esančius. Nuklonų paviršinės energijos kiekis E_3 yra proporcingas branduolio paviršiui. Pastarasis yra proporcingas branduolio radiuso kvadratui, o radiusas proporcingas $A^{\frac{1}{3}}$. Vadinasi,

$$E_3 = a_2 A^{\frac{2}{3}}. \quad (60,7)$$

Branduoliai yra sudėti iš protonų ir neutronų. Kai $N=Z$, tai atitinkami protonai ir neutronai yra vienoduose energijos lygiuose. Bet kai $N>Z$ arba $Z>N$, tai perteklinės dalelės esti aukštesniuose energijos lygiuose. Todėl, reiškiant branduolio energiją, reikia pridėti papildomą energiją. Ji turėtų priklausyti nuo dalelių skaičiaus A ir izotopijos skaičiaus kvadrato $(N-Z)^2$. Taigi papildomąją energiją E_4 galime taip išreikšti:

$$E_4 = a_3 \frac{(N-Z)^2}{A} = a_3 \frac{(A-2Z)^2}{A}, \quad (60,8)$$

nes papildomoji energija E_4 nepriklauso nuo perteklinių dalelių prigimties. a_3 yra pastovus dydis.

Branduolys yra elektringas lašelįs. Jei laikytume jį rutulėliu, tai jo elektros krūvio potencialinė energija

$$E_5 = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{r} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{r_0 A^{1/3}} = a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}}. \quad (60,9)$$

Reiškiant E_5 atominiais vienetais, koeficientas $a_4 = 0,000627$.

Pagaliau reikia atsižvelgti ir į tai, kad branduolinės jėgos priklauso nuo sąveikojančių dalelių sukinio momentų. Kadangi kiekviename kvantiniame būvyje gali būti tik dvi dalelės, kurių sukinio momentai yra nukreipti priešinga linkme, tai, esant tam tikros rūšies (protonų bei neutronų atskirai) dalelių lyginiam skaičiui, atstojamasis sukinio momentas lygus nuliui, o esant nelyginiam dalelių skaičiui, — nelygus nuliui. Todėl ryšio energija priklauso ne tik nuo dalelių bendro skaičiaus branduolyje, bet ir nuo dalelių (lyginio arba nelyginio) skaičiaus. Šią sukinio energijos dalį pažymėkime E_6 .

Protonus ir neutronus veikiančios branduolinės jėgos yra vienodos, todėl branduolinės dalelės sukinio sąlygota energijos pataisa laikoma vienoda protonams ir neutronams. Visus branduolius galime paskirstyti į 3 grupes: pirmąją grupę sudaro vadinamieji *lyginiai-lyginiai* branduoliai (juose protonų ir neutronų skaičiai yra lyginiai); antrąją — *nelyginiai-lyginiai* (vienos rūšies dalelių, sakykime protonų, skaičius yra lyginis, o kitos — nelyginis); ir trečiąją — *nelyginiai-nelyginiai* (juose abiejų rūšių dalelių skaičiai yra nelyginiai). Pasirodo, kad lyginių-lyginių branduolių ryšio energija yra didžiausia, nelyginių-nelyginių — mažiausia, o nelyginių-lyginių — tarpinė. Koe-

ficientus $a_1, a_2, a_3, \dots$, įeinančius į energijos išraiškas $E_2, E_3, E_4, \dots$, galime taip parinkti, kad nelyginių-lyginių branduolių E_6 būtų lygi nuliui. Tuomet lyginių-lyginių ir nelyginių-nelyginių branduolių $E_6 = \pm a_5$. Nelyginių-lyginių branduolių $a_5 = 0$.

Vadinasi, visa branduolio energija E sudėta iš 6 narių:

$$\begin{aligned} E &= E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + E_5 + E_6 = \\ &= Am_n - Z(m_n - m_p) - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \\ &\quad + \frac{a_4 Z^2}{A^{1/3}} \pm a_5. \end{aligned} \quad (60,10)$$

Kadangi (60,10) lygtyje energija E išreiškiama atominiais vienetais, tai jos skaitinė reikšmė yra lygi branduolio masės skaitinei reikšmei. Iš (60,10) branduolio ryšio energija

$$\Delta E = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{(N - Z)^2}{A} - \frac{a_4 Z^2}{A^{1/3}} \mp a_5. \quad (60,11)$$

Teoriškai yra apskaičiuotas tik koeficientas $a_4 = 0,000627$. O kitų koeficientų reikšmės parenkamos empiriniu būdu:

$$a_1 = 0,01507,$$

$$a_2 = 0,14,$$

$$a_3 = 0,02075,$$

$$a_5 = \frac{0,009}{A^{1/2}}.$$

Įrašę šių koeficientų reikšmes į (60,11) formulę, gauname:

$$\begin{aligned} \Delta E &= 0,01507A - 0,014A^{2/3} - 0,02075 \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \\ &\quad - 0,000627 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_5. \end{aligned} \quad (60,12)$$

Kai branduoliai yra nelyginiai-lyginiai, $a_5 = 0$, kai jie lyginiai-lyginiai, $a_5 = + \frac{0,009}{A^{1/2}}$, o kai jie nelyginiai-nelyginiai, $a_5 = - \frac{0,009}{A^{1/2}}$.

(60,12) lygtis vadinama pusempirine, nes visi jos nariai nustatomi teoriškai, o jos koeficientai — empiriniu keliu.

§ 61. BRANDUOLIŲ STABILUMAS

Branduolio energijos išraiška (60,10) rodo, kad branduolio energija priklauso ne tik nuo nuklonų skaičiaus A branduolyje, bet ir nuo branduolio sudėties. Esant tam tikrai reikšmei Z , branduolio energija E yra mažiausia, taigi branduolys stabiliausias. Tokią Z reikšmę pažymėkime Z_{st} . Ji surandama iš sąlygos

$$\frac{\partial E}{\partial Z} = 0. \quad (61,1)$$

Tuomet turime stabilų, nekintamų savybių izotopą. Dauguma gamtoje randamų izotopų yra stabilūs.

Išdiferencijavę (60,10) lygtį pagal Z , gauname:

$$m_p - m_n - 4a_3 \frac{A - 2Z_{st}}{A} + \frac{2a_4 Z_{st}}{A^{1/3}} = 0;$$

iš čia

$$Z_{st} = \frac{4a_3 + m_n - m_p}{8a_3 + 2a_4 A^{2/3}} A. \quad (61,2)$$

Pastaroji lygtis rodo, kad kiekvieną A reikšmę atitinka viena $Z = Z_{st}$ reikšmė, kada izotopo branduolys yra stabiliausias. Ir tik labai retais atvejais masės skaičių A atitinka dvi Z_{st} reikšmės. Tokie izotopai vadinami *izobarais*.

Iš (61,2) lygties išeina, kad, jei A yra mažas, $Z_{st} = \frac{A}{2}$. Lengvųjų atomų, pvz., He, Li, C ir kt., stabilių branduolių protonų skaičius yra lygus pusiniam masės skaičiui. Nedidelę lengvųjų branduolių apskaičiuotą vienam nuklonui ryšio energiją (108 pav.) apsprendžia paviršiaus įtempimo energija, kurią išreiškia (60,10) lygtyje narys $E_3 = a_2 A^{2/3}$. Sunkiuosiuose branduoliuose pradeda žymiau reikštis Kulono atostūmio jėga, kurią išreiškia narys $E_5 = a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$, todėl vidutinė ryšio energija mažėja.

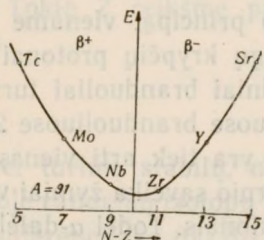
Kai ji sumažėja iki tam tikro dydžio, gauname sunkiųjų radioaktyviųjų elementų α -skilimą. Jis įvyksta tuomet, kai energija, kuri reikalinga α -dalelei (2 protonams ir 2 neutronams) iš branduolio išlaisvinti, pasidaro mažesnė už energiją (28 MeV), kuri išlaisvinama, ne branduolyje susidarant α -dalelei. Vieno nuklono ryšio energija sunkiuosiuose branduoliuose yra apie 5,35 MeV,

taigi 4 nuklonams išlaisvinti iš sunkiųjų radioaktyvių branduolių reikalinga tik 21 MeV. Energijos perteklius 7 MeV virsta α -dalelės kinetine energija. Pagaliau (60,10) lygtis paaiškina, kodėl sunkesniuose branduoliuose turime neutronų perteklių: tada žymiai smarkiau sumažėja elektrostatinio atostūmio energija.

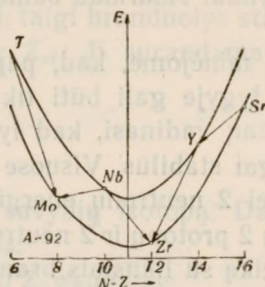
Jau minėjome, kad, pagal Paulio principą, viename branduolio lygyje gali būti tik 2 priešingų krypčių protonai arba neutronai; vadinasi, kad lyginiai-lyginiai branduoliai turi būti ypatingai stabilūs. Visuose lengvesniuose branduoliuose 2 protonų bei 2 neutronų energijos lygiai yra tiek arti vienas kito, kad šių 2 protonų ir 2 neutronų savitarpio sąveika žymiai viršija jų sąveiką su likusiais branduolio nuklonais. Todėl α -dalelė, susidedanti iš 2 protonų ir 2 neutronų, yra žymiai stabilesnė už visus lengvuosius branduolius; branduoliai, sudaryti iš protonų ir neutronų lyginių skaičių, yra stabilesni ir jų yra daugiau, negu visų kitų branduolių. Tokie yra, pvz., He^4 , C^{12} , O^{16} , Ne^{20} , Mg^{24} , Si^{28} , S^{32} . Beveik visą (80%) Žemės pluta sudaro lyginiai-lyginiai branduoliai: O^{16} , Mg^{24} , Si^{28} , Ca^{40} , Ti^{48} ir Fe^{56} . Be to, iš žinomų 276 stabilųjų izotopų branduolių 162 yra lyginiai-lyginiai. 56 stabilųjų izotopų branduoliai turi lyginį protonų ir nelyginį neutronų, o 52 — lyginį neutronų ir nelyginį protonų skaičių; ir tik 6 stabilieji izotopai turi nelyginį-nelyginį branduolį. Taigi lyginių-nelyginių branduolių stabilumas yra žymiai silpnesnis už lyginių-lyginių. O didesnio kaip 8 eilės numerio nelyginiai-nelyginiai branduoliai yra nestabilūs ir pasižymi β -radioaktyvumu; išimtį sudaro tik retųjų elementų V_{23}^{50} ir Ta_{73}^{180} branduoliai.

Kaip iš empiriniu keliu surasto branduolių masės defekto galima spręsti apie branduolių stabilumą, rodo izobarinės kreivės. 109 pav. pavaizduota nelyginio masės skaičiaus ($A=91$) izobara. Abscisių ašyje čia sužymėtas neutronų perteklius ($N-Z$), o ordinačių — aukštyrų mažėjančios ryšio energijos reikšmės. Čia stabilus tegali būti žemiausiai įduboje esantis Zr_{41}^{91} branduolys. Pagal pirmąjį *Matacho izobarų dėsnį, nelyginį atominių skaičių atitinka tik vienas stabilus branduolys*; visi kiti branduoliai, esantys kairėje pusėje, virsta Zr_{40}^{91} , emituodami β^+ arba K -spinduliavimą, o esantys dešinėje pusėje, — emituodami β^- . Lyginio masės skaičiaus atveju sąlygos yra sudėtin-

gesnės. Tegu $A=92$. Tokių masės skaičių gali turėti arba lyginis-lyginis, arba nelyginis-nelyginis branduolys. Pastarieji branduoliai yra mažiau stabilūs už pirmuosius. Šiuo atveju turime dvi izobarinių branduolių kreives (110 pav.): lyginių-lyginių



109 pav.



110 pav.

branduolių kreivė yra žemiau, o nelyginių-nelyginių, kaip silpniau stabilų,— aukščiau. Ir šiuo atveju stabiliausias branduolys yra Zr_{40}^{92} ; be to, stabilus yra ir Mo_{42}^{92} , nes, tik emituodamas 2 pozitronus, jis gali virsti Zr_{40}^{92} branduoliu. Bet toks procesas uždraustas. Mo_{42}^{92} branduolys negali taipgi virsti iš pradžių Nb_{41}^{92} , o vėliau Zr_{40}^{92} branduoliu, nes tokiam procesui reikia energijos. Iš kreivės matyti, kad visi nelyginiai-nelyginiai branduoliai yra nestabilūs ir visi skyla, emituodami β -dalelę; o lyginiai-lyginiai yra stabilūs ir skiriasi vienas nuo kito 2 elementariais elektros krūviais (antrasis Mataucho izobarų dėsnis).

Keturių lengviausių elementų H_1^2 , Li_3^6 , B_5^{10} ir N_7^{14} nelyginiai-nelyginiai branduoliai stabilūs todėl, kad jų izobarinės kreivės yra labai giliai įdubusios, o perėjimai tiek statūs, kad viršutinis nelyginių-nelyginių branduolių izobaros minimumas yra žemiau už esančius kiek šone lyginių-lyginių branduolių izobaroje branduolius.

Nestabilusis Nb_{41}^{92} (110 pav.) gali virsti stabilioju molibdeno (Mo_{42}^{92}), emituodamas β^- , arba cirkonio (Zr_{40}^{92}), emituodamas β^+ , izobaru. Toks dvejetainis (β^- ir β^+) kai kurių nelyginių-nelyginių branduolių radioaktyvumas yra nustatytas.

Pagaliau iš izobarinių branduolių energijos kreivių padėties išvedama Astono izotopų pasiskirstymo taisyklė: nelyginio eilės

numerio elementai turi daugiausia 2 stabilūs izotopai, o lyginio jų turi žymiai daugiau.

Taigi visus empiriškai nustatytus branduolių ryšio energijos, lyginių-lyginių, lyginių-nelyginių bei nelyginių-nelyginių branduolių stabilumo, β^+ , β^- bei K -pagavimo radioaktyvumo reiškinį, izobarų bei izotopų pasiskirstymo dėsningumus visai patenkinamai galima išaiškinti pagal branduolio lašo modelį.

Uždaviniai

1. Įvertinkite branduolio medžiagos tankį ρ , jei branduolio radiusas $R = 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ cm; suraskite nuklonų skaičių n branduolio medžiagos tūrio vienetė. [Ats. $\rho \approx 1,2 \cdot 10^{14} \frac{g}{cm^3}$; $n = 7 \cdot 10^{37}$]

2. Reikia apskaičiuoti mažiausią energiją, kuri reikalinga Be^9 atomui suskaldyti į dvi α -daleles ir vieną neutroną. Berilio branduolyje ryšio energija, atitinkanti vieną nukloną, yra lygi 6,45 MeV, o helio branduolyje — 7,06 MeV. [Ats. 1,57 MeV]

3. Turinti energiją $E_\alpha = 4$ MeV α -dalelė susiduria su nejudamu N^{14} branduoliu; įvyksta reakcija $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$. Emituoto protono energija $E_p = 2,08$ MeV ir jis emituojamas ta kryptimi, kuri sudaro kampą $\vartheta = 60^\circ$ su α -dalelių judėjimo kryptimi. Reikia surasti reakcijos energiją. [Ats. Taikydami energijos ir judėjimo kiekio išsilaikymo dėsnius, gauname

$$Q = E_p \left(1 + \frac{A_p}{A_0}\right) - E_\alpha \left(1 - \frac{A_\alpha}{A_0}\right) - 2 \cos \vartheta \sqrt{\frac{A_p A_\alpha}{A_0^2}} E_p E_\alpha = -1,2 \text{ MeV};$$

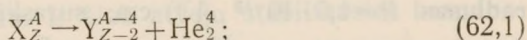
čia A_p , A_α ir A_0 yra atitinkamai protono, α -dalelės ir atatronkos branduolių masių skaičiai. Branduolinė reakcija endoterminė.]

XII SKYRIUS

ATOMŲ BRANDUOLIŲ SKILIMAS

§ 62. BRANDUOLIŲ α -SKILIMAS. TUNELINIS EFEKTAS

Kai kurių radioaktyviųjų elementų branduoliai skyla ir virsta kitų elementų branduoliais, emituodami α -dalelę. Turime α -skilimą. Pagal radioaktyviojo skilimo poslinkio dėsnį α -skilimą galima taip pažymėti:



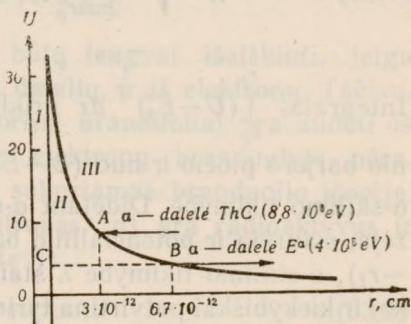
čia X žymi branduolį, prieš skylant, o Y — suskilus.

Išaiškinti branduolių α -skilimo klasikinė (Niutono) mechanika neįstengia; taikant jos dėsningumus, susiduriama su tam tikrais prieštaravimais. Jie išryškėjo, tiriant radioaktyviojo urano α -skilimą. Išbarstant ThC' emituojamas ($E^\alpha = 8,8 \cdot 10^6$ eV) α -daleles urano branduoliais Rezerfordo metodu, buvo rasta, kad branduolinės jėgos pradeda veikti, tik priartėjus α -dalelei prie branduolio centro per $3,02 \cdot 10^{-12}$ cm. Taigi urano branduolio radiusas $r = 3,02 \cdot 10^{-12}$ cm.

Antra vertus, sistemos, sudėtos iš branduolio ir α -dalelės, potencialinės energijos priklausomybė nuo nuotolio tarp jų turi potencialinio barjero pobūdį. Potencialinio barjero aukštis apskaičiuojamas iš sistemos potencialinės energijos $U = \frac{2Ze^2}{r}$; čia Z yra elemento eilės numeris, r — branduolio radiusas; $r = 1,3 \cdot$

10^{-13} A³. Iš čia apskaičiuotas radioaktyviojo urano potencialinio barjero aukštis $U = 31 \cdot 10^6$ eV yra daug kartų didesnis už jo emituotų α -dalelių kinetinę energiją $E_k^\alpha = 4 \cdot 10^6$ eV. Tokią energiją α -dalelė įgytų, Kulono jėgos veikiama branduolio elektriniame lauke, jei ji pradėtų judėti iš taško, nutolusio $r_1 = 6,7 \cdot$

$\cdot 10^{-12}$ cm nuo branduolio centro. Potencialinis barjeras paskirsto ertmę arti branduolio į 3 sritis, 111 pav. pažymėtas *I*, *II* ir *III*. *I* sritis priklauso branduoliui; čia veikia branduolinės jėgos; *II* — potencialinio barjero sritis; *III* — už potencialinio barjero, išorinė sritis. Pagal klasikinę mechaniką, α -dalelė gali pereiti iš *I* į *III* sritį tik tada, jei jos kinetinė energija bus ne mažesnė už barjero aukštį U ; kitaip jos energija ($E_k^a - U$) bus neigiama. Tokiu būdu α -dalelė negali atsidurti taške *B*, kur jos potencialinė energija $U = 4 \cdot 10^6$ eV.



111 pav.

Kvantinė mechanika nėra tiksliai nusakiusi dalelės vietos erdvėje. Tikimybė, kad dalelė bus kažkuriame tūryje dV , nusakoma funkcijos modulio $\psi\psi^*$ ir dV sandaugos. Taigi ji lygi $\psi\psi^* \cdot dV$. Bet banginė funkcija yra tolydinė, todėl α -dalelė, nors ir turėdama mažesnę energiją, gali įsiskverbti į *II* sritį ir atsidurti iš taško *C* taške *B*. Tokį elementariųjų dalelių prasiskverbimą pro barjerus vadiname *tunelinio efektu*.

Tikimybė elementariajai dalelei prasiskverbti pro barjerą dažnai vadinama *barjero skverbtimi*. Ji taip išreiškiama:

$$\sigma = e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m} \int_{r_1}^{r_2} (U - E_k^a)^{\frac{1}{2}} dr}; \quad (62,2)$$

čia U yra dalelės potencialinė energija, E_k^a — jos kinetinė energija, m — jos masė, h — Planko konstanta, o r_1 ir r_2 — atitinkamai taškų *C* ir *B* radiusai. Žinodami potencialinio barjero skverbti, galime apskaičiuoti α -skilimo tikimybę. Tegu α -dalelių susidūrimų su potencialiniu barjeru skaičius per 1 s yra

$$v = \frac{1}{\tau} = \frac{v}{2r_0} = \sqrt{\frac{E_k^a}{2mr_0^2}}; \quad (62,3)$$

čia τ — laikas, per kurį α -dalelė nuskrieja skersai branduolių, v — dalelės greitis. Tada α -skilimo tikimybė

$$\lambda \sim \sqrt{\frac{E_k^{\alpha}}{2\pi m r_0^2}} e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m} \int_{r_1}^{r_2} (U - E_k^{\alpha})^{\frac{1}{2}} dr} \quad (62,4)$$

Integralas $\int_{r_1}^{r_2} (U - E_k^{\alpha})^{\frac{1}{2}} dr$ priklauso nuo $(r_2 - r_1)$ — potencialinio barjero pločio ir nuo $(U - E_k^{\alpha})$. Kuo jie didesni, tuo mažesnė α -skilimo tikimybė. Didėjant α -dalelės greičiui v , $(U - E_k^{\alpha})$ mažėja, siaurėja ir potencialinio barjero plotis. Taigi mažėja $(r_2 - r_1)$, o skilimo tikimybė λ staigiai didėja. Šią išvadą kokybiškai ir kiekybiškai patvirtina tyrimo duomenys.

Paprastai paimtosios — pirminės radioaktyviosios medžiagos branduoliai skyla, būdami pagrindiniame energiniame būvyje, ir virsta naujos — išvestinės medžiagos pagrindinio būvio branduoliais. Šiuo atveju α -dalelės sudaro vienodos energijos dalelių grupę. Vienok α -dalelių spektruose šalia pagrindinės α -dalelių grupės pastebėtos kitos, silpnesnės grupės, kurių α -dalelės turi jau kitokį (didesnį arba mažesnį) energijos kiekį. Sakoma, kad α -dalelių spektras turi smulkiąją struktūrą. Mažesnės energijos, kaip pagrindinės grupės, α -dalelės išspinduliuojamos tada, kai branduoliai, būdami pagrindiniame būvyje, skyla ir virsta kitais, bet jau sužadintais branduoliais. Tačiau α -spektruose pasitaiko α -dalelių, turinčių didesnę, negu pagrindinės grupės, energiją. Jos vadinamos *toli siekiančiomis α -dalelėmis*. Jas spinduliuoja branduoliai, kurie skyla, būdami sužadintame būvyje.

Iš α -dalelių energijos spektrų smulkiosios struktūros galima surasti branduolių energijos lygius ir sukinio momentą, palyginus branduolių pusamžį su α -dalelių energija — branduolių radiusą.

§ 63. BRANDUOLIŲ β -SKILIMAS. NEUTRINAS. K-PAGAVIMAS

Kai radioaktyviųjų elementų branduoliai skyla, emituodami β -dalelę, turime β -skilimą.

Vykstant β -skilimui, naujai susidariusio branduolio eilės numeris padidėja vienetu, o masė nepakinta. β -skilimo procesą nusako tokia lygtimi:

$$X_Z^A \rightarrow Y_{Z+1}^A + e^- \quad (63,1)$$

Atrodytų, β -skilimą galima būtų lengvai išaiškinti, jeigu branduoliai būtų sudėti, be kitų dalelių, ir iš elektronų. Tačiau, pagal branduolio nukloninę teoriją, branduoliai yra sudėti iš nuklonų — protonų ir neutronų; elektronų branduolyje nėra. Vykstant β -skilimui, elektronas sukuriamas branduolio išorėje. Jau minėjome (§ 59), kad neutronas (n) yra radioaktyvus ir skyla į protoną (p) ir elektroną (e^-):

$$n \rightarrow p + e^- \quad (63,2)$$

Neutronui virstant protonu, esti išlaisvinama energija, nes priešingu atveju neturėtume savaiminio natūraliųjų radioaktyviųjų medžiagų β -skilimo. Tačiau β -skilimo procese vietoj išlaisvintosios energijos branduolio išorėje atsiranda elektronas pagal reliatyvumo teorijos medžiagos ir energijos atotikį $E = mc^2$.

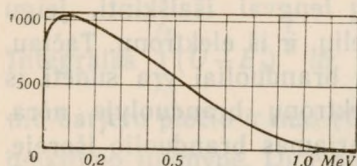
Skylant neutronui į protoną ir elektroną, turi būti išlaikyta ne tik energija, bet ir judėjimo kiekio momentas. Neutro, protono ir elektrono sukinio momentai, išreikšti kvantiniais vienetais, yra lygūs $\frac{1}{2}$. Taigi gautųjų, suskilus neutronui, protono ir elektrono judėjimo kiekio momentas yra lygus arba vienetui, arba nuliui.

Norint pašalinti šį prieštaravimą judėjimo kiekio momento išsilaikymo dėsniui, reikia sutikti, kad β -skilimo procese, be elektrono, atsiranda dar antra neelektringa dalelė, turinti sukinio momentą $\frac{1}{2}$. Ši dalelė vadinama *antineutrinu* ir žymima $\bar{\nu}$. Neutro skilimą reikia taip išreikšti:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (63,3)$$

Ivedus neutriną, atkrinta ir kitas β -skilimo aiškinimo sunkumas. Vykstant β -skilimui, paimtasis branduolys virsta kitu; taigi tų branduolių energija skiriasi tam tikru dydžiu ΔE , kuris yra

pastovus tam tikrame β -skilimo procese. Jeigu skylant atsirastų tiksliai elektronų, tai jie visi privalėtų turėti vienodą kinetinę energiją, kaip ir emituojamosios α -dalelės, vykstant α -skilimui (75 pav.). Tačiau emituojamųjų elektronų energijos spektras yra ištisinis (112 pav.); elektronų energija kinta plačiose ribose nuo



112 pav.

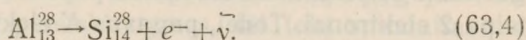
tam tikros mažiausios iki tam tikros didžiausios. Pastarąją įvairios radioaktyvios medžiagos turi skirtingą.

Ištisinis elektronų energijos spektras rodo, kad išlaisvintoji energija pasiskirsto statistškai tarp elektrono ir neutrino. Vienais atvejais daugiau energijos suteikiama elektronui, o kitais — neutrinui. Ir tik retai visą (tikriausiai beveik visą) β -skilimo procese išlaisvintą energiją gauna elektronas. Pastarasis atvejis ir apsprendžia β -skilimo spektro ribą. β -dalelių energijos pasiskirstymo kreivė rodo, kad neutrinas gauna visą β -skilimo energiją dažniau už elektroną: kreivė kerta ordinačių ašį ne nuliniame, bet aukštesniame (apie 800) taške. Vidurkyje neutrinai įgyja kiek didesnę (apie 0,66 iš 1,05 MeV) energiją, negu elektronai.

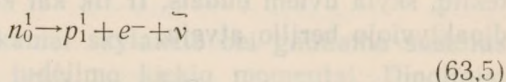
Eksperimentiškai neutrinas buvo susektas 1957 m. Paleidus stiprų neutrinų srautą per vandenilį, buvo pastebėta, kad keli protonai virto neutronais; tai rodo, kad neutrinai sąveikoja su atomų branduoliais, sukeldami jų skilimą. Iš β -dalelių energijos spektro galima spręsti ir apie neutrino masę. β -spektrų analizė rodo, kad jo masė yra labai maža (mažesnė už 0,001 dalį elektrono masės). Dabartiniu metu neutrino ramybės masė laikoma lygi nuliui.

Atomo branduolys stabilus tik tada, kai yra tam tikras neutronų ir protonų skaičių santykis $\left(\frac{N}{Z}\right)_{stac}$. Susidarius branduolyje neutronų arba protonų pertekliui, taigi kai $\frac{N}{Z} > \left(\frac{N}{Z}\right)_{stac}$ arba $\frac{N}{Z} < \left(\frac{N}{Z}\right)_{stac}$, branduolys darosi radioaktyvus ir savaime skyla, emituodamas elektroną arba pozitroną. Pvz., radioaktyviojo aliuminio Al_{13}^{28} branduolyje, palyginus su aliuminio stabiliojo bran-

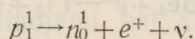
duoliu Al_{13}^{27} ($\frac{N}{Z}=1,118$), turime neutronų perteklių ($\frac{N}{Z}=1,154$). Jis skyla, emituodamas elektroną ir antineutrą:



Taigi radioaktyviuosius branduolius galime gauti dirbtiniu būdu, sudarę branduolyje neutronų arba protonų perteklių. Tada perteklinis neutronas virsta protonu arba perteklinis protonas — neutronu; o išorėje atsiranda elektronas arba pozitronas ir antineutrinai ir neutrinai:



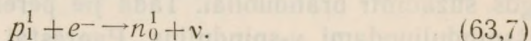
arba



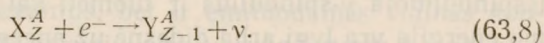
Bet protonas gali virsti neutronu ir kitokiu būdu. Jam virsiant neutronu, gali išnykti vienas atomo apvalkalo elektronas. Tokį skilimą galime taip pažymėti:



Šį skilimą iš esmės atitinka toks procesas:



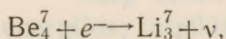
Pastarajame procese vienas branduolio protonas yra tarytum pagavęs vieną atomo apvalkalo elektroną. Todėl tokio pobūdžio skilimą paprastai vadiname *elektrono pagavimu iš atomo apvalkalo*, nors šiame procese apvalkalo elektronas neįstringa į branduolį. Jis išnyksta, anihiliuodamasis su pozitronu, kuris susidaro, protonui virsiant neutronu. Šiame procese turi būti išlaikytas ne tik elektros kiekis, bet ir mechaninis momentas, taigi turi atsirasti neutrinai. Tada elektrono pagavimo procesą reikia taip užrašyti:



Tokiu būdu, protonų perteklių turintieji branduoliai skyla arba emituodami pozitroną ir neutrą, arba pagaudami iš atomo elektroninio apvalkalo elektroną ir emituodami neutrą.

Elektrono pagavimo procesą galime stebėti tik netiesioginiu būdu. Arčiausiai prie branduolio yra K -elektronai; jie ir yra pagunami. Atomuose K -sluoksniis paprastai yra užpildytas; jame telpa 2 elektronai. Todėl, pagavus K -elektroną, K -sluoksnyje atsiranda laisva vieta, į kurią pereina elektronai iš tolimesnių atomo apvalkalo sluoksnių, išspinduliuodami rentgeno spindulių kvantą $h\nu$. Taigi K -pagavimą lydi skylančio radioaktyviojo elemento rentgeno charakteringas spektras. Iš jo ir sprendžiame apie elektronų pagavimą.

Tyrimais nustatyta, kad branduoliai, turintieji protonų perteklių, skyla dviem būdais. Ir tik kai kuriais atvejais, pvz., radioaktyviojo berilio atveju,



pasireiškia vien grynas K -pagavimas. Iš naujai susidariusio branduolio atatrunkos sprendžiama apie neutrino emisiją.

§ 64. SUŽADINTI BRANDUOLIAI, JŲ γ -SPINDULIAVIMAS

1. γ -spinduliavimas

Branduoliams skylant, kartais susidaro išvestinės medžiagos sužadinti branduoliai. Tada jie pereina į pagrindinį būvį, išspinduliuodami γ -spindulius. Paprastai po α -skilimo spinduliuojami nedidelės energijos ($E < 0,5$ MeV) γ -spinduliai. Po α -skilimo negali susidaryti stipriai sužadinti išvestinės medžiagos branduoliai; tam kliudo mažas potencialinio barjero skaidrumas nedidelės energijos α -dalelėms. Išspinduliuoti po β -skilimo γ -spinduliai turi didesnę [iki $(2 \div 2,5)$ MeV] energiją, nes β -skilimo tikimybė silpniau priklauso nuo energijos, negu α -skilimo tikimybė.

Šiais abiem atvejais branduolių sužadinimo energija yra per maža nuklonui emituoti. Tačiau kartais sužadinti branduoliai išspinduliuoja γ -spindulius ir tuomet, kai branduolių sužadinimo energija yra lygi arba didesnė už energiją, reikalingą nuklonui emituoti, pvz., lėtųjų neutronų pagavimo reakcijose. Šiuo atveju judėjimo kiekio momento bei lyginumo išlaikymo taisyklės γ -spinduliavimo procesą daro tikimesnį už nuklonų emisiją.

Sužadintų branduolių spinduliuojamieji γ -kvantai gali nusi-

nešti skirtingą judėjimo kiekio momentą. Kai spinduliavimo nunešamas judėjimo kiekio momentas $l=1$, spinduliavimą vadiname *dipoliniu*, kai $l=2$, — *kvadrupoliniu*, kai $l=3$, — *oktupoliniu* ir, apskritai, *multipoliniu*. Jei spinduliavimą sąlygoja branduolio elektros krūvių persiskirstymas, tai tokį spinduliavimą vadiname *elektriniu*, o jei jį sąlygoja orbitinių ir sukininio magnetinių momentų persiskirstymas — *magnetiniu*.

Branduoliams spinduliuojant, turi būti išlaikytos judėjimo kiekio momento bei lyginumo atrankos taisyklės. Judėjimo kiekio momento atrankos taisyklę nusako tokia nelygybė:

$$I - I' \leq l \leq I + I'; \quad (64,1)$$

čia I , I' ir l yra atitinkamai skylandžio bei gaunamo suskilus branduolių ir γ -kvantų judėjimo kiekio momentai. Dipoliniai kvantai ($l=1$) išspinduliuojami, kai $\Delta I=0, \pm 1$ (išskyrus perėjimą $0-0$), kvadrupoliniai, kai $\Delta I=\pm 2, \pm 1, 0$ (išskyrus perėjimus $0-0, 0-1, 1-0$) ir t. t. Pusamžiai, kai spinduliuojamas skirtingo multipletumo γ -spinduliavimas, žymiai skiriasi tarp savęs.

Antroji atrankos taisyklė siejama su banginės funkcijos lyginumo išlaikymo dėsniu. Teorija nurodo, kad dipoliniai elektriniai γ -kvantai išspinduliuojami, kai išspinduliuavus lyginumas kinta, o dipoliniai magnetiniai γ -kvantai, — kai lyginumas nepakinta.

Sužadintų branduolių spinduliuojamasis γ -spinduliavimas eksperimentiškai tiriamas, stebint antrinius procesus, kurie lydi to spinduliavimo sklidimą medžiagoje: fotoelektrinį ir Komptono efektus, dalelių porų susidarymą. Šiuose procesuose gaunami elektronai; iš jų impulso dydžio ir krypties sprendžiama apie γ -spindulių energiją bei jų kryptį.

2. Vidinė elektronų konversija

Sužadintas branduolys gali pereiti į pagrindinį būvį, ne tik išspinduliuodamas γ -kvantus, bet ir emituodamas *vidinės konversijos elektronus*. Pastaruoju atveju sužadintasis branduolys perduoda savo perteklinę energiją vienam atomo elektroninio apvalkalo (K -, L - ir t. t. sluoksniu) elektronui. Vidinės konversijos elektronų energija esti mažesnė už γ -kvantų energiją, nes

dalis jos sunaudojama elektrono ryšiui su branduoliu panaikinti. Paprastai vidinės konversijos elektronai esti išplėsti iš K -sluoksniu elektronai. Kai, pereinant branduoliui iš sužadinto būvio į pagrindinį, išlaisvinamasis energijos kiekis ΔE yra mažesnis už K -elektrono ryšio energiją, K -elektronų vidinė konversija negalima. Tada gaunama L -elektronų vidinė konversija. Kai $\Delta E > 2 m_e c^2$, t. y. didesnė už 1,02 MeV, tai vidinės konversijos metu gali susidaryti dalelių pora (pozitronas ir elektronas). Vidinę konversiją paprastai lydi charakteringas rentgeno spinduliavimas arba emisija Ožė elektronų, kurie išspinduliuojami, persitvarkant atomo elektroniniam apvalkalui. Vidinė elektronų konversija yra tikimėsnė už γ -spinduliavimą sunkiuosiuose branduoliuose, kai sužadinimo energija nedidelė, bet didesnė už atomo elektronų ryšio energiją.

Vidinės konversijos elektronai gali būti emituojami kartu su γ -kvantais arba be jų. Emituotų vidinės konversijos elektronų skaičiaus N_{e-} santykis su išspinduliuojamųjų γ -kvantų skaičiumi N_γ

$$\alpha = \frac{N_{e-}}{N_\gamma} \quad (64,2)$$

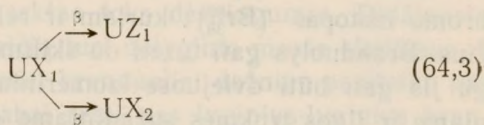
vadinamas *vidinės konversijos koeficientu*. Konversijos koeficientas stipriai priklauso nuo perėjimo energijos ir, jai didėjant, mažėja; taip pat jis priklauso nuo branduolio atominio numerio (didėja, Z didėjant), sluoksniu, iš kurio išplėšiamas elektronas, radiuso (mažėja, radiusui didėjant) ir γ -spinduliavimo pobūdžio bei multipletumo (didėja, multipletumui augant). Iš vidinės konversijos tyrimo duomenų surandami būdingieji branduolinių lygių parametrai: jų energija, judėjimo kiekio momentas ir kt.

3. Izomeriniai branduoliai

Atomo branduolius galime sužadinti, suteikdami jiems kurio nors būdu papildomą energiją. Kai kurie branduoliai gali pasilikti sužadintame būvyje ilgesnį laiką; tada sužadintą ir nesužadintą (pagrindinio būvio) branduolius galime laikyti skirtingais branduoliais, kurie turi vienodą elektros krūvį ir masę, bet skirtingą radioaktyviojo skilimo pusamžį. Tokius branduolius vadiname *izomerais*. Sužadintasis branduolys yra *viršuti-*

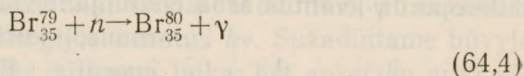
nis, o nesužadintasis — *pagrindinis izomeras*. Izomerinį branduolių būvį atskiriame nuo jų sužadinto būvio tik pagal sužadinto būvio trukmę. Izomeriniais būviais laikome tokius, kurių radioaktyviojo skilimo pusamžis T yra ilgesnis už 10^{-10} s.

Pirmuosius izomerinius branduolius atrado 1921 m. Hanas. Jis surado radioaktyviąją medžiagą UZ_1 , kuri yra elemento UX_2 ir izobaras, ir izotopas, bet skiriasi savo radioaktyviomis savybėmis nuo jo. Šios abi medžiagos susidaro, skylant elementui UX_1 (Th_{90}^{234}):

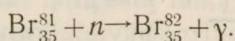


ir yra sudėtos iš vienodų Pa_{91}^{234} branduolių, bet turi skirtingą pusamžį (6,7 val. ir 1,22 min.).

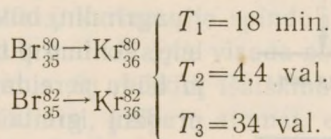
1935 m. Kurčiatovas, Rusinovas ir Misovskis surado dirbtinių radioaktyviųjų branduolių izomeras. Jie švitino bromo branduolius Br_{35}^{79} ir Br_{35}^{81} neutronais ir gavo du radioaktyviuosius izotopus Br_{35}^{80} ir Br_{35}^{82} :



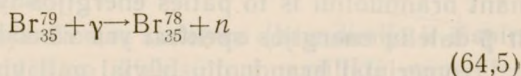
ir



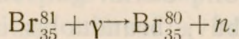
Iš šio tyrimo paaiškėjo, kad gautieji radioaktyvūs izotopai turi ne du, bet tris β -skilimo pusamžius:



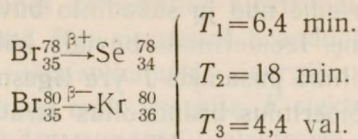
Taigi vienam šių izotopų reikia priskirti du skilimo pusamžius. Kad susektų, kuriam priklauso kokie pusamžiai, izotopai Br_{35}^{79} ir Br_{35}^{81} buvo švitinami γ -spinduliais. Tada susidaro izotopai Br_{35}^{78} ir Br_{35}^{80} ir emituojami neutronai:



ir



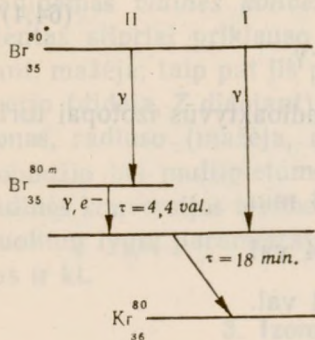
Abu bromo izotopai yra β -radioaktyvūs ir skyla tokiu būdu:



taigi ir šiuo atveju gaunami trys skilimo pusamžiai.

Palyginus šių tyrimų rezultatus, matyti, kad abiem atvejais sutinkami vienodi pusamžiai (18 min. ir 4,4 val.) ir tas pats bromo izotopas (Br_{35}^{80}), kuriam ir reikia priskirti tuos pusamžius. Branduolys gali turėti du skilimo pusamžius tik tada, jeigu jis gali būti dviejuose izomeriniuose būviuose — pagrindiniame ir ilgos trukmės sužadintame (metastabiliajame).

Susidariusio branduolio Br_{35}^{80} energijos pakitimai, iki jis emituoja elektroną, virsdamas Kr_{36}^{80} branduoliu, schemiškai pavaizduoti 113 pav. Branduolys Br_{35}^{80} , kuris susidaro iš branduolio Br_{35}^{79} , pastarajam pagavus neutroną, kurį laiką yra stipriai sužadintame būvyje. Tai pažymėta žvaigždute. Sužadinimas silpnėja, pereinant branduoliui į mažesnės energijos būvį, išspinduliuojant γ -kvantus arba emituojant vidinės konversijos elektronus, kurie paima perteklinę energiją.



113 pav.

Esant metastabiliajam būviui, branduolys gali pereiti dvejopu, paveiksle pažymėtu *I* ir *II*, būdu. Pereidamas *I* būdu, branduolys greitai (apie 10^{-13} s) pereina į pagrindinį būvį ir emituoja β -dalelę; skilimo pusamžis $T = 18$ min. *II* būdu pereidamas, branduolys iš pradžių greitai patenka į ilgos trukmės ($T = 4,4$ val.) metastabilųjį būvį (Br_{35}^{80m}), o iš jo — į pagrindinį. Ir tik tada jis suskyla,

išspinduliuodamas β -dalelę. Todėl šis β -skilimas pasižymi 4,4 val. pusamžiu. Abiem atvejais β -dalelės emituojamos, pereinant branduoliui iš to paties energijos lygio į pagrindinį, todėl ir β -dalelių energijos spektrai yra vienodi.

Izomeriniai branduolių būviai gali virsti pagrindiniais; pereidamas į pagrindinį būvį, branduolys išspinduliuoja γ -kvantą

arba vidinės konversijos elektronus. Kartais izomerinis branduolys gali virsti kitu kuriuo nors branduoliu suskildamas, pvz., β -skilimo būdu.

Izomerinis būvis paprastai susidaro tada, kai jo ir pagrindinio būvio momentai labai skiriasi. Vienas ir tas pats branduolys gali turėti kelis izomerinius būvius; pvz., Sb^{124} turi tris: $T=1,3$ min., 21 min., ir 53,7 d.

Izomerijos reiškiny s nėra retas. Yra žinomi šimtai branduolių — izomerų. Tiriant jų pasiskirstymą pagal esančių juose nuklonų skaičių, buvo susektas toks dėsningumas. Didžiausią izomerinių branduolių skaičių turi nelyginio masės skaičiaus A medžiagos; be to, izomeriniai branduoliai dažniau pasitaiko pas nelyginius-nelyginius ir labai retai pas lyginius-lyginius branduolius. Šiuos dėsningumus gali išaiškinti sluoksninis branduolių modelis.

4. Rezonansinė absorbcija. Mesbauerio efektas

Atomo branduolio, kaip ir paties atomo, energiją galime padidinti, daužydami jį neutronais, elektronais arba fotonais (γ -kvantais). Tada branduoliai virsta sužadintais, absorbuodami tam tikro dydžio energijos kvantus $h\nu$. Sužadintame būvyje branduoliai gali pasilikti ir ilgesnį laiką; bet anksčiau arba vėliau jie pereina į nesužadintą — pagrindinį būvį, išspinduliuodami iš karto visą savo energijos perteklių γ -kvantais. Taigi sužadintasis branduolys yra γ -spindulių šaltinis.

Tiriant branduolių γ -spindulių absorbciją, branduoliai buvo švitinami γ -spinduliais, kuriuos jie spinduliuoja, būdami sužadinti. Pasirodė, kad branduoliai ne visada absorbuoja savo spinduliuojamus γ -kvantus. Šį reiškinį išaiškino 1946 m. Baritas ir Podgoreckis. Branduoliai, kaip ir atomai, energiją absorbuoja kvantais; absorbuojamojo kvanto energija $h\nu$ turi būti lygi branduolių sužadinimo energijai. Taigi absorbuojamojo γ -kvanto dažnumas ν (arba jo bangos ilgis λ) turi būti lygus branduolio sužadinamosios energijos dažnumui (arba bangos ilgiui). Sakome, kad turi būti rezonansas. Todėl tokią γ -kvantų absorbciją vadiname *rezonansine*.

Kadangi spinduliuojančiosios sistemos (branduolio ir išspinduliuoto γ -kvanto) judėjimo kiekis turi pasilikti nepakitęs, išspinduliuotas γ -kvantas atitrenkia branduolį, perduodamas

pastarajam savo energijos $h\nu$ dalį. Be to, absorbcijos metu γ -kvantas taipgi atitrenkia į absorbuojantį branduolį. Taigi krintančio į branduolį ir jo absorbuojamojo γ -kvanto energija ir jo dažnumas esti mažesnis už absorbuojančiojo branduolio dažnumą. Rezonanso nebėra, ir branduolys nebegali absorbuoti kritusio γ -kvanto. Absorbcija įvyktų, jeigu kritusio γ -kvanto energijos nuostolis dėl atatrunkos vienokiu arba kitokiu būdu būtų papildytas. Dirbtinai papildžius γ -kvanto energiją, vėl turėtų būti stebima γ -kvantų rezonansinė absorbcija. Tai patvirtino tyrimai.

Absorbuojamojo γ -kvanto energija nepakistų, jeigu nebūtų branduolių atatrunkos. Ją panaikino 1958 m. Mesbaueris, dirbtinai pasunkinęs emiterio ir absorbento branduolius. Šiuo tikslu jis atvėsino tuos branduolius iki skysto azoto temperatūros. Tokioje temperatūroje atskirų atomų šiluminiai svyravimai smarkiai prigęsta, ir atsitrenkia nebe atskiri branduoliai, bet visas kristalas. Dabar išspinduliuojamųjų ir absorbuojamųjų γ -kvantų energija nebekinta, jų dažnumas pasilieka pastovus. Turime rezonansinę absorbciją. Ji paprastai matuojama šiuo būdu. Kai kurios medžiagos, pvz., Sn, branduoliai sužadinami neutroniniais spinduliais reaktoriuje. Jie išspinduliuoja γ -kvantus. Pastaraisiais švitinama nesužadintos tokios pat medžiagos plokštelė. Jos branduoliai absorbuoja γ -kvantus. Už absorbento padedamas Geigerio ir Miulerio elektronų skaitiklis, kuris suskaičiuoja praėjusius pro absorbentą γ -kvantus. Šiuo būdu ir buvo susekta, kad skysto azoto temperatūroje γ -kvantų absorbcija yra žymiai stipresnė, kaip kambario.

Mesbauerio efektas iškėlė aikštėn ir kitus labai įdomius ir svarbius reiškinius. Jau seniai buvo pastebėta, kad to paties branduolio spinduliuojamųjų γ -kvantų dažnumas nėra visiškai vienodas; jis, nors ir labai mažai, bet šiek tiek kinta, sudarydamas siaurą dažnumų juostelę. Taigi ir branduolio sužadinimo energija nėra griežtai pastovi, o sudaro siaurutę energijų juostelę, vadinamą *energijos neapibrėžtumu*.

Branduolių sužadinimo energijos neapibrėžtumą galime išmatuoti, keisdami krintančių į branduolį γ -kvantų dažnumą; pastarieji absorbuojami tik tada, jei jų energija lygi branduolio sužadinimo energijai. γ -kvanto dažnumą, taigi ir jo energiją galime keisti, pasinaudodami Doplerio efektu: tolindami arba ar-

tindami γ -kvantų šaltinį nuo absorbento. Kuo greičiau juda γ -kvantų šaltinis, tuo daugiau pakinta γ -kvantų dažnumas, tuo daugiau išsiskiria jų ir absorbuojančio branduolio energijos neapibrėžtumo juostelės, tuo labiau susilpnėja γ -kvantų absorbcija. Judant γ -kvantų šaltiniui tam tikru greičiu, γ -kvantai visai neabsorbuojami.

Energijos neapibrėžtumo plotis Γ eksperimentiškai matuojamas taip. γ -spindulių šaltinio (pvz., Sn branduolių) išspinduliuoti γ -kvantai krinta į absorbentą — plokštelę (Sn medžiagos). Už pastarosios yra padėtas γ -kvantų skaitiklis. Kol šaltinis nejudą absorbento atžvilgiu, turime stiprią rezonansinę absorbciją. Bet, tolinant šaltinį nuo absorbento arba artinant prie jo, rezonansinė γ -kvantų absorbcija staigiai mažėja ir visai išnyksta.

Mesbauerio efektas buvo panaudotas bendrosios reliatyvumo teorijos išvadoms eksperimentiškai patikrinti Žemėje. Pagal šią teoriją gravitacijos laukas veikia elektromagnetinį spinduliavimą. Šis veikimas buvo eksperimentiškai nustatytas, išmatavus Saulės užtemimo metu žvaigždžių šviesos spindulių nukrypimą, einant jiems pro Saulės pakraštį. Remiantis Mesbauerio reiškiniu, galima šį bendrosios reliatyvumo teorijos teiginį patikrinti Žemės sąlygomis. Sklindančio aukštyn Žemės gravitacijos lauke γ -kvanto energija turėtų mažėti, taigi turėtų mažėti ir jo dažnumas. γ -kvantų dažnumo kitimą, jiems sklindant aukštyn 1959 m., stebėjo Paundas ir Rėbka. γ -kvantų šaltinį ir absorbentą jie padėjo 22,5 m aukščio bokšte, kurį pripildė helio dujų. Šaltinį jie pritvirtino ant segnetoelektrinės plokštelės ir padėjo bokšto apačioje, o absorbentą — viršuje; už absorbento buvo γ -kvantų skaitiklis. Tyrimo duomenys parodė, kad sklindančių aukštyn γ -kvantų absorbentas neabsorbuoja, taigi rezonansinė absorbcija yra sutrikdyta. Kad ji būtų atstatyta, γ -spindulių šaltinio segnetoelektriniam padėklui suteikiamas kintamas elektromagnetinis laukas, kuris priverčia padėklą ir šaltinį svyruoti. Šitai galime pakeisti γ -kvantų dažnumą. Tik tada gaunama rezonansinė absorbcija. Taigi buvo įsitikinta, kad Žemės gravitacijos laukas tikrai veikia γ -kvantus. γ -kvantų dažnumo pakitimas Žemės gravitacijos lauke yra labai mažas (tik 10^{-14} eilės).

Remiantis Mesbauerio efektu, galima nuodugniau pažinti feromagnetizmo esmę. Jis parodė, kad feromagnetikų branduolius

veikia labai stiprūs laukai. Vadovaujantis Mesbauerio efektu, galima stebėti mažiausius branduolio energijos pakitimus. Jį bus galima panaudoti ne tik fizikinėms, bet ir cheminėms medžiagų ypatybėms tirti.

§ 65. BRANDUOLINĖS REAKCIJOS IR JŲ RŪŠYS

Kaip jau minėjome (§ 52), atomų branduoliai, susidūrę su kitų atomų, pvz., deuterio (D_1^2), tričio (H_1^3), helio (He_2^4), branduoliais bei elementariosiomis dalelėmis (protonu, neutronu ir kt.), gali susijungti ir virsti kitų elementų branduoliais. Tokių procesus vadiname *branduolinėmis reakcijomis*.

Branduolinėms reakcijoms būdingi tokie du dalykai: a) *visų reakcijoje dalyvaujančių dalelių masės skaičius nepakinta*; b) *visas dalelių elektros krūvis lieka pastovus*.

Žemoje temperatūroje branduolinės reakcijos vyksta labai lėtai. Jas pagreitinti galima dviem būdais: a) žymiai pakėlus temperatūrą arba b) pagreitinus daleles, kuriomis skaldomi branduoliai. Abiem atvejais žymiai padidėja branduolių susidūrimo su dalelėmis tikimybė; be to, įgijusios didelę energiją, elektringos dalelės gali pralėkti pro aukštą potencialinį barjerą, kuris supa branduolį, ir įsiveržti į patį branduolį. Susidaro vadinamasis *sudėtinis*, arba *kompaundbranduolys*. Įsiskverbusi į branduolį dalelė (arba jų grupė), veikiama branduolio nuklonų, užtrunka jame žymiai ilgiau, negu reikėtų laiko tik jį perlėkti; pastaroji dalelės trukmė branduolyje $\tau = \frac{2r}{v}$; čia r yra branduolio radiusas, v — dalelės greitis. Susidurdama su nuklonais, dalelė perduoda savo energijos perteklių nuklonams, sudarydama su jais vieningą branduolinę sistemą — *sudėtinį branduolį*. Pastarasis yra sužadintas, nes įsiskverbusios į branduolį dalelės turi energijos perteklių, kurį sudaro jų kinetinė ir ryšio energija. Ši perteklinė energija pasiskirsto pagal Maksvelo energijos pasiskirstymo dėsnį tarp visų sudėtinio branduolio nuklonų. Tada branduolio sužadinimo energiją galime apibūdinti nuklonų vidutine kinetine energija $\frac{1}{2}mu^2$ arba ją atitinkančia branduolio temperatūra, nusakoma

$$\frac{3}{2} kT = \frac{1}{2} mu^2 = \frac{E}{A} \quad (65,1)$$

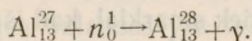
lygties; čia k yra Bolcmano konstanta, E — sužadavimo energija, A — sudėtinio branduolio masės skaičius.

Sudėtinių branduolių temperatūra yra aukšta ir siekia milijardus laipsnių. Turėdamas tokią temperatūrą, branduolys, panašiai kaip ir skysčio lašas, gali garuoti; vienas iš nuklonų gali įgyti tokią didelę energiją, kad įstengia išlėkti iš branduolio — „išgaruoti“. Tada sudėtinis branduolys virsta jau kitokiu. Vienos dalelės arba jų grupės „išgaravimas“ sudaro antrąją branduolinės reakcijos dalį.

Sudėtinio branduolio gyvavimo trukmė Δt žymiai (kartais 10^6 kartų) ilgesnė už dalelės trukmę branduolyje τ , jai tik perlekiant branduolį. Todėl branduolinę reakciją galime laikyti sudėtą iš 2-jų dalių: 1) sudėtinio branduolio susidarymo ir 2) sudėtinio branduolio skilimo. Pastarajam skylant, gali būti emituojamos įvairios dalelės: α -, protonas, neutronas ir kt. Kartais, branduoliams skylant, išspinduliuojamas tik γ -kvantas; dalelė, pakliuvusi į branduolį, ir pasilieka jame. Kai kada sužadintasis branduolys skyla į dvi beveik lygias dalis. Tokį branduolių skilimą vadiname *branduolio dalijimusi*.

Pagal sudėtinio branduolio skilimą branduolinės reakcijos skirstomos taip:

1. *Pagavimo reakcija*. Iš sudėtinio branduolio neišlekia jokia dalelė, o sužadintasis branduolys pereina į normalų būvį, išspinduliuodamas vieną arba keletą γ -kvantų. Pvz., pagavimo reakciją gauname, skaldydami neutronais Al_{13}^{27} branduolius:



Šiuo atveju γ -kvantas yra išspinduliuojamas anksčiau, negu energijos perteklius galėtų susikaupti vienoje kurioje dalelėje, įstengiančioje išlėkti iš branduolio. Tokį pagavimą vadiname *radiaciniu*.

Elektromagnetinio spinduliavimo tikimybė λ priklauso nuo spinduliuojančiosios sistemos matmenų ir spinduliuojamosios bangos ilgio santykio. Vidutinių dydžių ($A \cong 100$) branduolių, sužadinus juos 10^6 eV energija, sužadinto būvio trukmė $\Delta t = \frac{1}{\lambda}$ siekia 10^{-15} s, taigi yra apie 10^6 kartų ilgesnė už dalelės trukmę branduolyje.

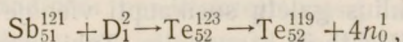
2. *Branduolinės reakcijos, kai emituojamos elektringosios dalelės* (He_2^4 , H_1^1 ir kt.). Kad elektringa dalelė galėtų išlėkti iš branduolio, ji turi praeiti potencialinį barjerą, taigi turi turėti pakankamai didelę energiją. Tikimybė elektringoms dalelėms išlėkti yra tuo didesnė, kuo didesnė branduolio sužadavimo energija ir kuo mažiau branduolyje dalelių. Taigi, skaldant branduolius nedidelės energijos neutronais, elektringąsias daleles emituoja tik lengvųjų atomų branduoliai; o sunkiųjų atomų branduoliai paprastai pagauna neutroną, išspinduliuodami γ -kvantą; kai nuklonų skaičius yra didesnis, tikimybė, kad kuri nors dalelė sukaups pakankamą išlėkti iš branduolio energijos kiekį, yra nežymi.

3. *Branduolinės reakcijos, kai emituojamas neutronas*. Neutronams nėra potencialinio barjero, todėl jie gali išlėkti iš branduolio, turėdami mažesnę energiją, negu elektringosios dalelės.

Kai, pagaudamas neutroną, branduolys pasidaro sudėtinis, tai, išlėkus iš jo neutronui, pirminio branduolio sudėtis nepakinta. Tačiau emituojamasis neutronas paprastai turi skirtingą energijos kiekį, ir jo emisijos kryptis visai nepriklauso nuo pirminio pagautojo neutrono skriejimo krypties. Tokį procesą paprastai vadiname *neelastingu neutronų išbarstymu*. Jis žymimas tokia lygtimi:

$$X_Z^A + n_0^1 \rightarrow X_Z^{A+1} \rightarrow X_Z^A + n_0^1. \quad (65,2)$$

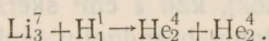
Kai branduolį skaldanti dalelė turi didelę energiją, tai branduolys sužadinas tiek smarkiai, kad iš jo gali išlėkti 2 ir daugiau neutronų. Pvz., skaldant (20÷40) MeV energijos deutonais Sb branduolius, emituojami 4 neutronai:



o jeigu skaldančių deutronų energija pasiekia 180 MeV, tai gaunamas paladžio izotopas Pd^{101} ; atseit, iš sudėtinio branduolio emituojamos dalelės, kurių visa masė lygi 22, o visas elektros krūvis — 6; didžioji emituotų dalelių dalis yra neutronai.

Vykstant branduolinėms reakcijoms, energija gali būti išlaisvinama arba absorbuojama. Išlaisvintos arba absorbuotos energijos kiekis surandamas iš reakcijos energijos balanso; jį sudaro

dalyvaujančių reakcijose dalelių kinetinė energija bei energija, atitinkanti dalelių mases. Pvz., skaldant protonais ličio branduolius, emituojamos α -dalelės:



Sios reakcijos energijos balansas yra toks:

$$m_{\text{Li}}c^2 + m_p c^2 + E_p^k = 2m_\alpha c^2 + 2E_\alpha^k; \quad (65,3)$$

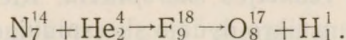
čia m_{Li} , m_p ir m_α yra atitinkamai ličio branduolio, protono ir α -dalelės masės, E_p^k ir E_α^k — protono ir α -dalelės kinetinė energija, c — šviesos greitis vakuume. Išlaisvintos energijos kiekis

$$\Delta E = 2E_\alpha^k - E_p^k = (m_{\text{Li}} + m_p - 2m_\alpha)c^2. \quad (65,4)$$

Irašius atitinkamus duomenis į pastarąją lygtį ir juos apskaičiavus, gaunama, kad šioje reakcijoje yra išlaisvinama $\Delta E = 0,01857 \text{ a.e.v.} = 17,35 \text{ MeV}$.

Pagal šią branduolinę reakciją galima patikrinti reliatyvumo teorijos iškeltą energijos ir masės atitikį $E = mc^2$.

Tačiau energija yra išlaisvinama ne visose branduolinėse reakcijose; dažniausiai ji sunaudojama atomo branduoliui suskaldyti. Tokia, pvz., yra Rezerfordo sukelta pirmoji branduolinė reakcija:



Sios reakcijos energijos balansas yra toks:

$$(m_{\text{N}} + m_\alpha)c^2 + E_\alpha^k = (m_{\text{O}} + m_p)c^2 + E_{\text{O}}^k + E_p^k. \quad (65,5)$$

Atseit, išlaisvintos energijos kiekis

$$\Delta E = E_p^k + E_{\text{O}}^k - E_\alpha^k = (m_{\text{N}} + m_\alpha - m_{\text{O}} - m_p)c^2. \quad (65,6)$$

Apskaičiavę gauname:

$$\Delta E = -1,24 \cdot 10^{-3} \text{ a.e.v.} = -1,16 \text{ MeV}.$$

Toks energijos kiekis yra sunaudojamas N_7^{14} atomo branduoliui suskaldyti.

Branduolinių procesų tikimybė paprastai išreiškiama efektyviu skerspiūviu σ . Tegu tankio $N_0 \text{ cm}^{-2}$ dalelių (pav., neutronų) srautas pereina per kurios nors medžiagos sluoksnį. Parinkime sluoksnio storį Δx tokį, kad 1 cm^2 skerspiūvio stulpelyje būtų branduolių n . Jei atomų branduolių tankis medžiagoje yra n_0 , tai

$$n = n_0 \cdot \Delta x.$$

Kai iš viso branduolių skaičiaus n yra suskaldyta N , atseit, tiek dalelių „pataikė“ į branduolius, tada santykis

$$\frac{N}{N_0} = \lambda \quad (65,7)$$

reiškia tikimybę, kad lekianti per medžiagą dalelė sukels branduolinę reakciją. Ji turi būti proporcinga branduolių skaičiui sluoksnyje, taigi

$$\lambda = \frac{N}{N_0} = \sigma n; \quad (65,8)$$

σ nusako tikimybę, kad atomo branduolys bus suskaldytas. n rodo sluoksnyje branduolių skaičių, atitinkantį sluoksnio paviršiaus 1 cm^2 plotą, atseit, jo dimensija yra cm^{-2} , o λ yra nulinės dimensijos; taigi σ privalo turėti ploto (cm^2) dimensiją. Todėl σ buvo pavadinta *dalelės ir branduolio sąveikos skerspiūviu*, arba *branduolinės reakcijos skerspiūviu*. Kiekvienas branduolinis procesas turi tam tikro dydžio skerspiūvį, skirtingą įvairiems procesams: neutronų pagavimui, branduolio dalijimuisi ir kt. Branduolinių reakcijų skerspiūviai yra nedideli, 10^{-24} cm^2 eilės. Jie reiškiami barnais.

Kaip jau minėjome, sudėtinis branduolys gali skilti įvairiais būdais, pvz., emituoti neutroną, protoną, α -dalelę arba išspinduliuoti γ -kvantą. Tegu šių procesų tikimybė yra atitinkamai λ_n , λ_p , λ_α bei λ_γ . Tikimybė, kad per tam tikrą (1 s) laiką, branduolys suskils vienu čia paminėtu būdu, lygi atskirų procesų tikimybių

$$\lambda_n + \lambda_p + \lambda_\alpha + \lambda_\gamma = \lambda \quad (65,9)$$

sumai. Skilimo tikimybė λ atvirkščiai proporcinga sudėtinio branduolio gyvavimo trukmei τ : $\tau = \frac{1}{\lambda}$. Pagal kvantinės mecha-

nikos neapibrėžtumo nelygybę, trukmę τ atitinka energijos neapibrėžtumas ΔE , kuris taip išreiškiamas:

$$\Delta E \cdot \tau = h = \Gamma \tau. \quad (65,10)$$

Sužadinto būvio energijos neapibrėžtumas $\Delta E = \Gamma$ vadinas *lygio pločiu*. Jis yra taip siejamas su branduolio skilimo tikimybe:

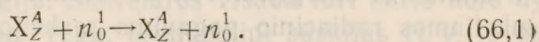
$$\Gamma = \frac{h}{\tau} = h\lambda = h(\lambda_n + \lambda_p + \lambda_\alpha + \lambda_\gamma) = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \Gamma_\gamma; \quad (65,11)$$

čia Γ_n , Γ_p , Γ_α ir Γ_γ yra daliniai pločiai, o Γ — visas sužadinto būvio plotis.

§ 66. NEUTRONŲ SUKELIAMOS BRANDUOLINĖS REAKCIJOS

Iš visų branduolinių reakcijų dažniausios yra tos, kurias sukelia neutronai. Pastarieji, būdami neutralūs, lengvai įsiskverbia į branduolius ir juos suskaldo. Lengvųjų elementų branduoliai dažniau skyla, emituodami elektringas (H_1^1 , He_4^2 ir kt.) daleles; be to, pasitaiko ir neutrono pagavimo reakcija. Dažnai neutronų sukeltose branduolinėse reakcijose susidaro radioaktyviųjų izotopų (pvz., Na_{11}^{24} , Fe_9^{20} , Al_{13}^{28} ir kt.). Neutroninės reakcijos plačiai naudojamos dirbtiniams radioaktyviesiems izotopams gauti.

Skaldant neutronais vidutinio atominio svorio elementų branduolius, kyla neutronų pagavimo ir neelastingo išbarstymo reakcijos; pastaroji



Iš susidariusio, pagavus neutroną, sudėtinio branduolio emituojamas jau kitas kuris nors neutronas; branduolys pasilieka sužadintas ir pereina į normalų būvį, išspinduliudamas γ -kvantą. Kadangi neutrono neveikia elektrostatinės jėgos, tai neutroninių reakcijų skerspiūvis turėtų būti lygus branduolio skerspiūvio plotui πr^2 (čia r — branduolio radiusas). Bet neutronas pasižymi ir banginėmis savybėmis. Jo fazinės bangos ilgis

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}; \quad (66,2)$$

čia h yra Planko konstanta, v — neutrono greitis, p — jo judėjimo kiekis. Todėl neutrono sąveiką su branduoliu nusako ne branduolio geometrinis matmuo, bet neutrono banginės ypatybės. Tam tikro bangos ilgio, taigi tam tikros energijos neutronai pasižymi dideliu veiklumu, sudarydami sudėtinį branduolį. Neutroninėse reakcijose rezonanso reiškinyms išskyla todėl, kad branduoliai, kaip ir atomai, yra kvantinės sistemos, galinčios būti tam tikruose energiniuose būviuose $E_1, E_2, E_3 \dots E_k$. Ir sudėtinis branduolys tesusidaro tada, kai branduolio ir į jį įstigusio neutrono energija atitinka sistemos energijos lygį E_i , taigi, kai

$$E_n^k + m_n c^2 + mc^2 = E_i; \quad (66,3)$$

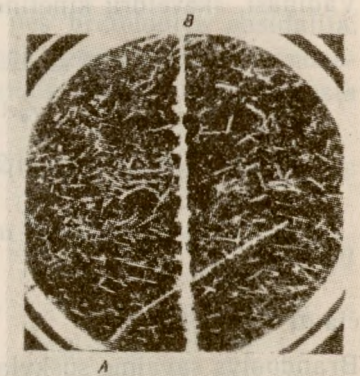
čia E_n^k yra neutrono kinetinė energija, m_n ir m — neutrono bei branduolio masė. Kai E_n^k didesnė arba mažesnė už $E_i - m_n c^2 - mc^2$, tikimybė susidaryti sudėtiniam branduoliui yra maža; kad ir tuo atveju galėtų susidaryti sudėtinis branduolys, sistema privalo išspinduliuoti energijos perteklių. Branduolio-neutrono pagavimo efektyvūs skerspjūvis priklauso nuo neutronų energijos. Kai neutronų energija yra didelė, efektyvūs pagavimo skerspjūvis yra labai nedidelis. Neutrono energijai mažėjant, jo fazinė banga ilgėja, taigi neutroninės reakcijos efektyvūs skerspjūvis $\pi\lambda^2$ didėja. Todėl lėtieji neutronai itin veikliai sukelia branduolines reakcijas. Skaldant atomų branduolius neutronais, greitieji neutronai sulėtinami, juos elastingai išbarstant lengvųjų elementų branduoliais. Jų energija sumažinama iki šiluminės energijos. Tokiais šiluminiais neutronais lengvai sukeliamos radiacinio pagavimo reakcijos bei branduolių dalijimasis.

§ 67. BRANDUOLIŲ DALIJIMASIS

Kartais atomo branduolys suskyla į dvi arba daugiau vienetų dalių — skeveldrų. Tokį skilimą vadiname *branduolio dalijimusi*. Skeveldrų medžiagos bei elektros krūvių tankis yra lygus suskilusio branduolio atitinkamam tankiui. Skeveldros išlekia dideliu greičiu ir įstengia prasiskverbti per kelių milimetrų medžiagos sluoksnius.

Branduolių skeveldras galime stebėti kondensacinėje kame-
roje. Turėdamos nemažą energiją ir didelę jonizavimo galią,
jos palieka kameroje ilgus ir storus takus *A* ir *B*, kurie lengvai
išskiriami iš α -dalelių bei protonų takų (114 pav.).

Branduolio dalijimasis sukelia jo rutulinės formos deforma-
cija: vos tik kiek nukrypus nuo rutulio simetrijos, pradeda veikti
atostūmio jėgos; pastarosios per-
sveria traukos jėgų veikimą, ir
branduolys suskyla į dvi (o kar-
tais ir daugiau) dalių. Branduo-
lių dalijimosi sąlygą galima taip
išreikšti. Pažymėkime nesuskilu-
sio branduolio masės skaičių *A*,
vienos skeveldros — qA , o ki-
tos — $(1-q)A$, čia $q < 1$; kai
branduolys suskyla į dvi lygias
dalis, $q = \frac{1}{2}$. Nuklonai branduoly-
je yra pasiskirstę tolygiai, todėl
galime teigti, kad tokiu pat san-
tykiu pasiskirsto ir branduolio
elektros krūvis tarp skeveldrų; taigi vienos skeveldros krūvis
lygus qZ , o antros — $(1-q)Z$. Branduoliui skylant, jo energija
pasiskirsto tarp skeveldrų taip, kad



114 pav.

$$mc^2 = m_1c^2 + m_2c^2 + E_k; \quad (67,1)$$

čia *m* yra branduolio, *m*₁ ir *m*₂ — skeveldrų masės, o *E*_k ske-
veldrų kinetinė energija. Skeveldros visada turi kurio nors dy-
džio kinetinę energiją. Tegu, branduoliui suskilus (t. y. jo da-
lims išsiskyrus tiek, kad jų neveikia branduolinės jėgos),
skeveldrų kinetinė energija lygi nuliui. Kadangi skeveldros turi
teigiamą elektros krūvį, tai tarp jų veikia Kulono atstūmimo
jėga. Skeveldrų energija

$$E_p = \frac{Z_1 Z_2}{r_1 + r_2}; \quad (67,2)$$

čia *Z*₁ ir *Z*₂ yra skeveldrų elektros krūviai, *r*₁ ir *r*₂ — jų radiusai.
Kadangi skeveldrų medžiagos tankis yra toks pat, kaip ir bran-
duolio, tai (58,1)

$$r_1 = r_0 q^{\frac{1}{3}} A^{\frac{1}{3}}$$

ir

$$r_2 = r_0 (1-q)^{\frac{1}{3}} A^{\frac{1}{3}}.$$

Vadinasi, skeveldrų kinetinė energija

$$E_k = \frac{Z^2 q (1-q) e^2}{r_0 A^{\frac{1}{3}} \left[q^{\frac{1}{3}} + (1-q)^{\frac{1}{3}} \right]} \quad (67,3)$$

arba, atsižvelgiant į (60,9) lygtį,

$$E_k = \frac{5}{3} a_4 \frac{q' (1-q)}{q^{\frac{1}{3}} + (1-q)^{\frac{1}{3}}} \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}; \quad (67,4)$$

čia $a_4 = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0}$.

Branduolys savaime suskyla į skeveldras tada, kai

$$mc^2 = m_1 c^2 + m_2 c^2 + E_k. \quad (67,5)$$

Skylančio branduolio bei skeveldrų visą energiją mc^2 bei $m_1 c^2 + m_2 c^2 + E_k$ galime išreikšti, pasinaudoję (60,10) lygtimi. Tada branduolio dalijimosi sąlyga (67,5) reiškia taip:

$$a_2 A^{\frac{2}{3}} \left[1 - q^{\frac{2}{3}} - (1-q)^{\frac{2}{3}} \right] + a_4 \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} \left[1 - q^{\frac{5}{3}} - (1-q)^{\frac{5}{3}} - \right. \\ \left. - \frac{5}{3} \frac{q(1-q)}{q^{\frac{1}{3}} + (1-q)^{\frac{1}{3}}} \right] \geq 0, \quad (67,6)$$

o kai $q = \frac{1}{2}$,

$$0,26 a_2 A^{\frac{2}{3}} \leq a_4 \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} 0,108. \quad (67,6a)$$

Pastaroji nelygybė rodo, kad branduolių dalijimąsi apsprendžia branduolio kuloninės sąveikos energijos $E_5 = \frac{a_4 Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}$ ir pa-

viršiaus energijos $E_3 = a_2 A^{\frac{2}{3}}$ santykis $E_5 : E_3$. Iš (67,6a) nelygybės išeina, kad branduolys pasidalija tada, kai

$$E_5 : E_3 = \frac{a_1 Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} : a_2 A^{\frac{2}{3}} = \frac{a_1}{a_2} \frac{Z^2}{A} = 2,4. \quad (67,7)$$

Pastaroji sąlyga nėra visai tiksli, nes branduolys pasidalija, bent šiek tiek pakitus rutulinei formai, bet ne nutolus branduolio dalims nuotoliu $r_1 + r_2$. Tikslesniais skaičiavimais surasta tokia sąlyga:

$$E_5 : E_3 \geq 2$$

ir

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{rib} = 2 \frac{a_1}{a_2} = 45. \quad (67,8)$$

Vadinasi, branduolys dalijasi, kai

$$\frac{Z^2}{A} > \left(\frac{Z^2}{A}\right)_{rib} = 45. \quad (67,9)$$

Branduolių dalijimosi trukmė, apskritai, yra lygi branduolinių reakcijų trukmei, taigi, galima sakyti, vyksta akimirksniu. Toks dalijimasis vadinamas *akimirksniniu*. Iš (67,9) nelygybės galime surasti skylančių dalijimosi būdu branduolių elektros krūvį Z . Sunkiųjų elementų (esančių Mendelevjevo periodinės sistemos gale) santykis $\frac{Z}{A} \cong 0,39$. Tuomet

$$Z = 45 \frac{A}{Z} = \frac{45}{0,39} = 115.$$

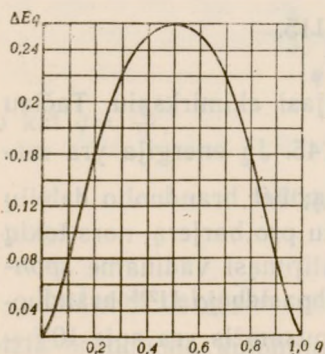
Taigi branduoliai, kurių $Z \geq 115$, dalijasi akimirksniu. Tačiau gali dalytis ir branduoliai, kurių $\frac{Z^2}{A} < 45$. Jų energija yra mažesnė už potencialinį dalijimosi barjerą; bet branduolio dalelių grupės gali prasiskverbti tunelinio būdu pro barjerą, nors tokių procesų tikimybė yra nežymi. Tokį dalijimąsi vadiname *spontaniniu*. Flerovas ir Petržakas pirmieji pastebėjo U^{235} branduolių spontaninį dalijimąsi. Šio proceso pusamžis yra apie 10^{12} — 10^{13} metų, o U^{238} spontaninio dalijimosi pusamžis $\approx 10^{17}$ metų.

Kai $\frac{Z^2}{A} < 45$, branduolys akimirksniu nesidalija. Tačiau, jam suteikus tam tikrą papildomos energijos kiekį, jis gali skilti dalijimosi būdu.

Papildomą energiją galime suteikti branduoliui įvairiais būdais. Galime apšviesti jį didelės energijos γ -spinduliais. Absorbavęs γ -kvantą, branduolys bus sužadintas ir sužadintame būvyje galės suskilti į dalis arba pereiti į nesužadintą būvį, emituodamas neutroną arba išspinduliuodamas γ -kvantą. Pažymėkime atitinkamai šių procesų tikimybes Γ_q , Γ_n ir Γ_r . Tada branduolių dalis $\frac{\Gamma_q}{\Gamma_q + \Gamma_n + \Gamma_r}$ pasidalija; dalis $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_q + \Gamma_n + \Gamma_r}$ suskyla, emituodama neutroną, ir dalis $\frac{\Gamma_r}{\Gamma_q + \Gamma_n + \Gamma_r}$ suskyla, išspinduliuodama γ -kvantą. Branduolių dalijimąsi, apšvietus γ -spinduliais, vadiname *fotodalijimusi*.

Branduoliui galime suteikti papildomos energijos, skaldydami jį neutronais. Įstrigęs į branduolį neutronas perduoda branduoliui savo kinetinę ir ryšio energiją, kuri gaunama, susidarant sudėtiniam branduoliui. Sunkiuosiuose branduoliuose pastaroji energija lygi 7,5 MeV. Kai kuriems, pvz., U_{92}^{235} , Pu_{94}^{239} , U_{92}^{233} , branduoliams sužadinti, kad jie dalytųsi, užtenka tik neutronų ryšio energijos. Paveikus juos šiluminiais neutronais, gautieji sudėtiniai branduoliai (U_{92}^{236} , U_{92}^{234} , Pu_{94}^{240}) suskyla į dalis.

Išlaisvintos, branduoliams dalijantis, energijos kiekis priklauso nuo dalijimosi pobūdžio. 115 pav. kreivė vaizduoja išlaisvintos energijos kiekio ΔE_q priklausomybę nuo skaičiaus q .

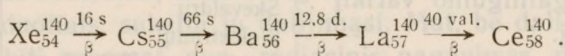


115 pav.

Daugiausia energijos išlaisvinama, kai $q=0,5$, kai branduolys suskyla į 2 lygias dalis. Tačiau smarkiai sužadintas branduolys gali suskilti ir į daugiau dalių. Todėl, branduoliams dalijantis, kartais gaunamos skirtingos masės skėveldros. Dalijimosi pobūdis priklauso ne tik nuo branduolio sužadavimo laipsnio, bet ir nuo jo struktūros.

Branduolio skeveldros paprastai yra radioaktyvios, nes stabilų sunkiųjų branduolių santykis tarp neutronų (N) ir protonų (Z) yra didesnis, kaip lengvesnių stabilų branduolių. Pvz., urano $\frac{N}{Z}=1,56$. Toks pat santykis lieka ir skeveldrose.

Bet masės skaičiaus $100 \div 140$ stabilų branduolių $\left(\frac{N}{Z}\right)_{stab}$ yra $1,3 \div 1,36$, taigi skeveldrų $\frac{N}{Z} > \left(\frac{N}{Z}\right)_{stab}$. Todėl skeveldrose neutronai virsta protonais; turime jų β -skilimą. Paprastai skeveldrose neutronų perteklius esti toks didelis, kad vieno β -skilimo stabiliam branduoliui susidaryti neužtenka. Tik po kelių skilimų gaunamas stabilus branduolys. Pvz., skylant dalijimosi būdu urano U_{92}^{236} branduoliui, be kitų skeveldrų, gaunama Xe_{54}^{140} . Ksenono stabilų izotopų masė yra tarp 124 ir 136. Taigi skeveldroje yra bent 4 neutronų perteklius, ir β -skilimas vyksta tol, kol susidaro stabilus Ce_{58}^{140} branduolys:



Branduoliui dalijantis, skeveldrose susidaro nemažas neutronų perteklius. Todėl šiame procese galima neutronų emisija. Laisvuosius neutronus, atsiradusius, dalijantis branduoliui, pirmieji pastebėjo Flerovas ir Rusinovas. Tokie neutronai vadinami *antriniais*. To paties elemento branduoliams dalijantis, antrinių elektronų išlaisvinama nevienodas skaičius. Todėl paprastai surandamas vidutinis antrinių neutronų skaičius ν , atitinkantis vieną branduolio dalijimąsi. Jis yra lygus: $U_{92}^{235} \nu=2,5 \pm 0,1$; $Pu_{94}^{239} \nu=3,0 \pm 0,1$.

Ne visi antriniai neutronai yra emituojami branduolio dalijimosi momentu. Nedidelė (apie 0,76%) jų dalis emituojama vėliau. Tokius neutronus vadiname *pavėlavusiais*.

Pavėlavusieji neutronai nėra vienalyčiai; jų gyvavimo trukmė yra nevienoda ir kinta nuo šimtųjų dalių iki kelių dešimčių sekundžių. Jie emituojami, skylant radioaktyviosioms branduolio skeveldroms, jeigu skeveldrų branduoliai turi energijos perteklių, pakankamą neutrono emisijai (garavimui). Pavėlavusiųjų neutronų skaičius, palyginus su antrinių neutronų skaičiumi, yra nedidelis; tačiau jie turi didelę reikšmę atominių reaktorių veikimui; jie žymiai palengvina jų paleidimą bei valdymą.

Jeigu masės $m(A, Z)$ branduolys dalijasi į masių $m_1(qA, qZ)$ ir $m_2[(1-q)A, (1-q)Z]$ skeveldras, tai šiame procese išsiskiria energija

$$\Delta E_q = mc^2 - m_1c^2 - m_2c^2;$$

ΔE_q priklauso nuo q ir yra didžiausia, kai $q = \frac{1}{2}$ (115 pav.). Praktinę reikšmę turi vidutinis išsiskyrusios energijos kiekis $\overline{\Delta E_q}$. Šis urano izotopo ($A=235$) branduolio energijos kiekis lygus $198 \cdot 10^6$ eV. 1 g urano izotopo yra iš viso $2,56 \cdot 10^{21}$ branduolių; jiems visiems suskilus, išsiskiria $8,1 \cdot 10^{10}$ J energija. Tokie jos kiekio užtenka, kad 100 000 kW galingumo variklis veiktų 3,5 min. 12 kg urano (U_{92}^{235}) energija galėtų varyti tokio galingumo variklį visą mėnesį.

Didžiausią išsiskyrusios energijos dalį sudaro skeveldrų kinetinė energija, kuri pavirsta šilumine skeveldras sulaikančiame medžiagos sluoksnyje.

21 lentelė rodo, kiek kokios rūšies energijos išskiriama, dalijantis branduoliui.

21 lentelė

Energijos rūšis	Vidutinė dalijimosi energija MeV
Skeveldrų	162
β -elektronų	5
β -skilimo γ -spindulių	5
neutrino	11
γ -spindulių, spinduliuojamų branduoliui dalijantis	6
antrinių neutronų	6

§ 68. GRANDININĖ BRANDUOLIŲ REAKCIJA

Branduolių dalijimosi reakcija pasižymi tokiais labai svarbiomis ypatybėmis. Šiai reakcijai vykstant, išskiriamas didelis (iki 200 MeV vienam branduoliui) energijos kiekis. Be to, branduoliui dalijantis, emituojami antriniai neutronai, kurių skaičius visada yra didesnis ($2,5 \div 3$) už vienetą. Panaudojus antrąją dalijimosi reakcijos ypatybę, galima sukelti *grandininę reakciją*.

Sakykime, dalijantis atomo, pvz., urano, branduoliui, yra emituojami 2 neutronai. Tegu šie neutronai būtinai susiduria su kitais dviem branduoliais ir priverčia juos dalytis. Tuomet

išlaisvinami jau 4 neutronai; tie savo keliu suskaldo 4 kitus branduolius, kuriems dalijantis jau atsiranda 8 neutronai ir t. t. Tai gi neutronų bei skylančių branduolių skaičius visą laiką didėja. Gauname nuolat stiprėjančią grandininę branduolinę reakciją.

Žinoma, tokio pobūdžio branduolinę reakciją turėsime tik idealiau atveju, kai visi emituojamieji antriniai neutronai vėl sukels branduolių dalijimąsi ir dėl to vėl atsiras nauja laisvų neutronų karta. Tačiau iš tikrųjų ne visi išlaisvintieji neutronai sukelia branduolių dalijimąsi. Paprastai įrenginiuose, kur sukeliamą grandininę reakciją, be aktyviosios (pvz., urano) medžiagos, yra ir kitų medžiagų, pvz., šilumokaitis — šilumai pašalinti iš branduolinės reakcijos srities, lėtintuvas — neutronams sulėtinti, apsauginės dangos, konstrukcinės medžiagos ir kt. Dalis antrinių neutronų susiduria su šių medžiagų atomų branduoliais, o dalis išlekia, visai su jais nesusidūrę. Tai gi dalis antrinių neutronų grandininėje reakcijoje nedalyvauja.

Ne visi neutronai, ir susidūrę su aktyviosios medžiagos atomų branduoliais, sukelia jų dalijimąsi. Mat, be dalijimosi, gali vykti ir kiti procesai, pvz., radiacinis pagavimas, neelastingas neutronų išbarstymas. Tikimybė σ , kad branduolys, pagavęs neutroną, pasidalys, išreiškiama taip:

$$\sigma = \frac{\Gamma_q}{\Gamma_q + \Gamma_n + \Gamma_r}; \quad (68,1)$$

čia Γ_q , Γ_n ir Γ_r yra atitinkamai dalijimosi, neutrono išbarstymo ir radiacinio pagavimo reakcijų tikimybė. Iš įstrigusių į branduolį neutronų N tik jų dalis σN sukelia dalijimosi reakciją ir išlaisvina neutronų $\alpha \sigma N = \eta N$ (čia $\eta = \alpha \sigma$ yra vidutinis išlaisvintų neutronų skaičius). σ ir η priklauso nuo įstringančių į branduolį neutronų energijos ir aktyviosios medžiagos prigimties. 22-je lentelėje surašytos plačiai naudojamų grandininėms reakcijoms sukelti medžiagų α , σ ir η reikšmės, kai branduoliai sužadinami šiluminiais neutronais.

Grandininei reakcijai svarbu ne tik antrinių neutronų, kurie atsiranda, dalijantis branduoliui, skaičius, bet ir tai, kiek jų vėliau reikės tolimesniam branduolių skaldymui.

Tam tikras, sakykime, n -tosios kartos susidariusių laisvųjų neutronų skaičiaus santykis su gretimos $(n-1)$ -sios kartos neutronų skaičiumi vadinamas *neutronų dauginimosi koeficientu*.

Kai kurių medžiagų σ , α ir η reikšmės

Medžiaga	α	σ	η
U_{92}^{235}	2,5	0,845	2,11
Pu_{94}^{239}	3,0	0,652	1,94
natūralus U_{92}^{238}	2,5	0,53	1,32

Dauginimosi koeficientas k apibūdina grandininės reakcijos stiprėjimo greitį, kurį galime taip išreikšti. Tegu n -tosios kartos laisvųjų neutronų skaičius yra N . Tada $(n+1)$ -sios skaičius lygus kN . Taigi neutronų skaičiaus padidėjimas $\Delta N = N(k-1)$. Pažymėkime laisvųjų neutronų gyvavimo trukmę nuo branduolio dalijimosi iki antrinių neutronų pagavimo τ . Tada grandininės reakcijos stiprėjimo greitis

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{\tau} \quad (68,2)$$

Suintegravę gauname:

$$N = N_0 e^{\frac{(k-1)t}{\tau}} \quad (68,3)$$

Pastaroji lygtis išreiškia susidariusių per laiką t laisvųjų neutronų skaičių N , jei pradinis jų skaičius yra lygus N_0 . Kai $(k-1) > 0$, grandininė reakcija stiprėja, o kai $(k-1) < 0$, — slopsta. Kai $(k-1) = 0$, tai neutronų skaičius nekinta; tokios grandininės reakcijos stiprumas yra pastovus, reakcija pati save palaiko.

Sukeliant grandininę reakciją šiluminiais neutronais, antriniai neutronai sulėtinami. Tuo tikslu skylanti medžiaga, pvz., uranas, sumaišoma su lėtinančia neutronus medžiaga, kurioje gausu vandenilio atomų. Tokio mišinio neutronų dauginimosi koeficientas

$$k = \epsilon \eta \rho f \quad (68,4)$$

Atskiri šio reiškinio daugikliai apibūdina atskirus grandininės reakcijos procesus. Daugiklis η nusako antrinių neutronų

vidutinį skaičių, atitinkantį vieną šiluminį neutroną, kuris įstrin- ga į branduolį. Daugiklis p reiškia tikimybę, kad lėtinamasis neutronas tikrai pasidarys šiluminiu, bet neišnyks lėtinant. Mat, lėtinami kai kurie neutronai bus pagauti lėtintojo ir kitų paša- linių medžiagų branduolių, o kiti nesulėtėję išlėks iš reakcijos srities.

Daugiklis f nusako tą šiluminių neutronų dalį, kuri yra pa- gaunama dalijančiosios medžiagos branduolių. Šį daugiklį va- diname *šiluminių neutronų panaudojimo koeficientu*.

Koeficientų η , p ir f sandauga ηpf nusako tam tikros kartos antrinių neutronų skaičių. Tie neutronai atsiranda branduolių dalijimosi procese, sužadinant dalijimąsi šiluminiais neutronais. Tačiau iš tikrųjų dauginimosi koeficientas k yra kiek didesnis už ηpf , nes dalis neutronų, dar iki jiems sulėtėjant, yra paga- nami dalijančiosios medžiagos branduolių ir sukelia dalijimąsi. Šį papildomą antrinių neutronų skaičių išreiškia daugiklis ϵ , kuris mažai tesiskiria nuo vieneto. Natūralaus urano, kuriame U_{92}^{235} yra 0,7%, $\epsilon = 1,03$.

Kuo k bus didesnis už vienetą, taigi kuo daugikliai bus di- desni, tuo grandininė reakcija sparčiau stiprės. Koeficientas η priklauso nuo dalijančiosios medžiagos savybių. Koeficientas f išreiškia šiluminių neutronų dalį, kurią pagauna dalijančiosios medžiagos branduoliai; o kitą jų dalį $(1-f)$ pagauna priemai- šinių medžiagų branduoliai. Taigi pastarąsias pašalinę, galime f padidinti.

p galime padidinti, parinkę neutronams sulėtinti tokią me- džiagą, kurios branduoliai lėtųjų neutronų mažai pagauna. Ge- riausiai neutronus lėtina deuteris, grafitas ir berilis. Lengvojo vandenilio atomai absorbuoja nemažai lėtųjų neutronų.

Lėtinamuosius U^{238} ir U^{235} mišiniu neutronus gali pagauti U^{238} branduoliai. Tyrimais nustatyta, kad U^{238} smarkiausiai ab- sorbuoja neutronus, turinčius apytiksliai 6,7 eV energiją. Di- desnės už 1000 eV bei mažesnės už 5 eV energijos neutronai beveik neabsorbuojami. Taigi, mažinant lėtųjų neutronų absorbciją, reikia juos sulėtinti taip, kad jų energija staigiai sumažėtų nuo 1000 iki 5 eV ir kad jie kuo mažiausiai susidurtų su U^{238} branduoliais. Šiuo tikslu uranas ir lėtinotojas sudedamas sluoks- niais, gardelės pavidalu.

Norint sumažinti neutronų nuostolį, kuris susidaro, išlekiant neutronams iš dalijančiosios medžiagos, reikia padidinti pastarosios tūrį arba ertmę, kurioje talpinama toji medžiaga, iškloti ją neutronus atspindinčiu sluoksniu; tada dalis išlėkusių neutronų grįš atgal.

Šiomis priemonėmis galima padidinti p , f , ir ε ir pasiekti, kad k pasidarytų didesnis už vienetą. Tada prasidės grandininė reakcija.

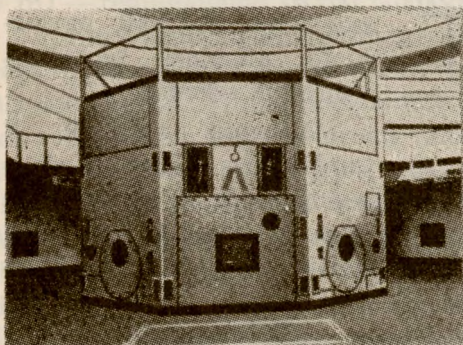
§ 69. ATOMINIAI REAKTORIAI. ATOMINĖ ENERGIJA

Branduolinės grandininės reakcijos yra sukeltos įrenginiuose, kurie vadinami *atominiais reaktoriais*. Atominį reaktorių sudaro radioaktyvi medžiaga, pvz., uranas, tarp kurios įdėta lėtinančios neutronus medžiagos. Abi šias medžiagas apjuosia neutronus atspindinčios medžiagos sluoksnis.

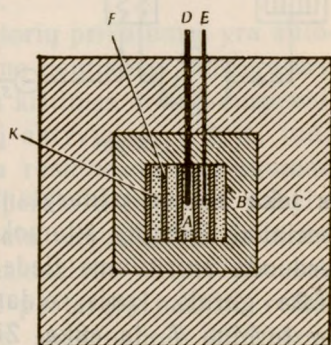
Grandininė reakcija gali vykti tik tada, kai radioaktyvioji medžiaga turi tam tikrą tūrį; jos mažiausią tūrį vadiname *kritiniu*. Tik tada koeficientas f bus didesnis už vienetą. Kritinis tūris ir apsprendžia reaktoriaus matmenis. Didesnio, kaip kritinis, tūrio reaktoriuje grandininė reakcija visą laiką stiprėja, skylančių branduolių skaičius didėja, taigi daugėja ir išskiriamos energijos, atseit, didėja reaktoriaus galingumas. Kai galingumas pasiekia reikiamą lygį, grandininė reakcija paverčiama save palaikančia. Šiuo tikslu reikia sumažinti neutronų dauginimosi koeficientą k iki vieneto. Tai padarome, įdėdami į reaktoriaus aktyviąją sritį pašalinę medžiagą, stipriai absorbuojančią šiluminius neutronus, pvz., kadmį arba borą. Ji gali koeficientą f tiek sumažinti, kad $k = \varepsilon \eta p f$ pasidarys lygus vienetui arba mažesnis už jį.

116 pav., *a*, pavaizduota atominio reaktoriaus išorė, o 116 pav., *b*, — jo principinė schema. *A* yra aktyvi reaktoriaus sritis, kur dedama radioaktyvioji medžiaga *F* (pvz., uranas) ir lėtintojas *K*, *B* — šiluminių neutronų reflektorius; jis dalį iš aktyvios srities išlėkusių šiluminių neutronų grąžina atgal ir tuo sumažina reaktoriaus kritinį tūrį ir matmenis; *C* yra apsauginis sluoksnis. Reaktoriaus galingumas reguliuojamas strypais *D* ir *E* iš kadmio arba boro. Strypas *E* (arba tokių strypų grupė) gali būti įvairiai giliai nuleistas į reaktorių. Jo grimzlė reguliuojama

automatiškai, naudojant jonizacijos kamerą su stiprintuvu. Kai grandininė reakcija per daug sustiprėja, reaktoriaus viduje išsivystęs spinduliavimas sukelia jonizacijos kameroje elektros srovę; pastaroji paleidžia prietaisą, varantį strypą *E* gilyn į reaktorių. Strypas grimzta tol, kol spinduliavimas, taigi ir grandininė reakcija, susilpnėja iki reikiamo lygio. Naudojant strypą *E*, galima reaktoriuje išvystyti bet kurio galingumo grandi-



a



b

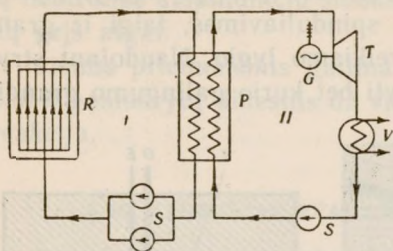
116 pav.

ninę reakciją ir laikyti ją pastovia; tik reikia atitinkamai suderinti automatinį įtaisą. Strypas *D* naudojamas reaktoriui sustabdyti; tuomet jis įleidžiamas į reaktoriaus aktyviąją sritį. Didesnis kadmio kiekis smarkiai absorbuoja neutronus, ir dauginimosi koeficientas staigiai mažėja, o reakcija greitai nuslopsta.

Atominiam reaktoriui veikiant, jame gauname įvairų stiprų spinduliavimą. Branduoliams dalijantis, emituojamos stipriai radioaktyvios skeveldros, kurios spinduliuoja β - ir γ -spindulius. Be to, branduoliams skylant, gausiai emituojami labai skvarbūs neutronai. Spinduliavimas pasižymi labai didele energija, kuri, stabdant spinduliuojamąsias daleles, virsta šilumine.

Pagal paskirtį atominiai reaktoriai skirstomi į dvi grupes: *tiriamuosius* ir *energetinius*. Abiejų grupių reaktoriai turi iš esmės vienodą sandarą ir skiriasi tik technine konstrukcija. Tiriamieji reaktoriai naudojami moksliniam tyrimui, dirbtiniams radioaktyviesiems izotopams gaminti, stipriems neutronų spindulių srautams gauti, branduolių spinduliavimo įtakai medžia-

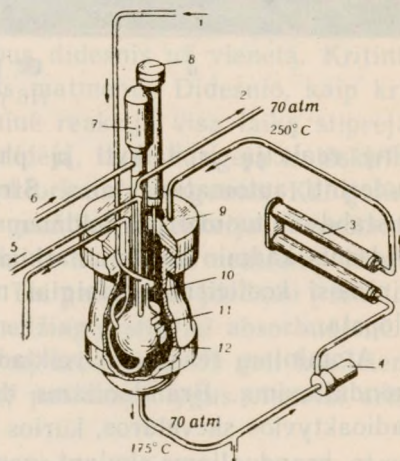
gos struktūrai tirti ir pan. Energetiniai reaktoriai naudojami elektros energijai gauti. Jie statomi elektrinėse. Išskirtoji juose šiluma naudojama vandeniui arba kitiems kuriems skysčiams



117 pav.

tis teka aklinai uždarytame pirminiame žiede I, eidamas per specialiai įrengtą šilumokaitį P; ten jis savo šilumos dalį perduoda antriniame žiede II tekančiam vandeniui. Pastarasis virsta garais, kurie, eidami per turbiną T, ją suka. Žieduose vandenį varinėja siurbiai S.

Pagal vartojamąsias reaktoriuose radioaktyvias medžiagas — „kurą“ ir medžiagas neutronams sulėtinti reaktoriai skirstomi į *vienalyčius* (*homogeninius*) ir *nevienalyčius* (*nehomogeninius*). Vienalyčiuose reaktoriuose radioaktyvioji medžiaga, pvz., uranilsulfatas ($\text{UO}_2\text{SO}_4 \cdot 2,5 \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}$) arba uranilnitratas, yra ištirpintas lėtin-
tojuje (skystyje) arba sudaro



118 pav.

su juo vienalytį mišinį, kuris kartais esti šilumos nešėjas. Eksperimentinį vienalytį reaktorių sudaro apskritas plieninis indas (12) (118 pav.), pripildytas radioaktyviosios medžiagos (pvz., uranilo sulfato) vandeninio tirpalo; jis ir sudaro reaktoriaus aktyviąją sritį. Šį indą gaubia stiprus korpusas, pripildomas neutronus atspindinčio sunkiojo vandens (D_2O); pastarasis,

siurblio (4) varomas, pereina per vėsintuvą (3) ir atvėsęs vėl grįžta į reaktorių. Šiame reaktoriuje radioaktyvusis tirpalas yra kartu ir šilumos nešėjas. Iš reaktoriaus vamzdžiu (2) jis nuteka į šilumokaitį ir (1) grįžta į reaktorių. Radioaktyviojo tirpalo išteklis papildomas iš rezervuaro vamzdžiu (6). Susidarę reakcijos metu dujiniai skilimo produktai (H_2 , O_2 ir kt.) vamzdžiu (5) nuteka į rekombinuotuvą; (7) yra slėgimo kompensatorius, o (8) — reguliuojamo strypo laikiklis.

Žymus vienalyčių energetinių reaktorių privalumas yra autoregulavimas, kurį sąlygoja reaktyvumo neigiamas temperatūrinis koeficientas. Tirpalo temperatūros kritimas didina suspensijos reaktyvumą, taigi neutronų tankį aktyviojoje srityje; tada išskiriama daugiau energijos; pakyla reaktoriaus galingumas. Ištekančio iš reaktoriaus tirpalo temperatūra taip pat pakyla. Atseit, kiek ištekančio į reaktorių tirpalo temperatūra nukrinta, tiek ištekančio pakyla, o vidutinė reaktoriaus aktyviosios srities temperatūra yra pastovi. Norint pastarąją pakelti, reikia padidinti radioaktyviosios medžiagos suspensijoje U^{235} koncentraciją.

Sio tipo reaktoriais galima gauti galingus $\left(\text{iki } 10^{13} \right) \frac{\text{neutronų}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$ neutronų bei γ -kvantų srautus. Nors jų aktyvioji sritis yra nedidelė, tačiau tokie reaktoriai gali būti naudojami eksperimentiniams tyrimams.

Nevienalyčiuose reaktoriuose radioaktyvioji medžiaga (kuras), šilumos nešėjas ir neutronų lėtintojas laikomi skirtingose vietose. Juose kuru dažniausiai vartojamas natūralusis uranas U^{238} , praturtintas U^{235} , neutronų lėtintoju — grafitas arba sunkusis vanduo (D_2O), šilumos nešėju — paprastas vanduo arba išlydytas metalas. Trumpai panagrinėkime kai kuriuos jų fizikinius parametrus bei konstrukcijos ypatybes.

Iš pradžių trumpai panagrinėkime tiriamuosius reaktorius.

1. *Natūraliojo urano su grafito lėtintoju tiriamasis reaktorius.* Tai pirmasis reaktorius, Fermio pastatytas 1942 m. Jo galingumas siekė 200 W. Anglis pasižymi geromis neutronų lėtinimo savybėmis; šiluminių neutronų absorbcijos efektyvusis skerspiūvis yra labai nedidelis ir tesiekia $3,2 \cdot 10^{-3}$ barno (grafito — $4,5 \cdot 10^{-3}$ barno); lengva jį gauti dideliais kiekiais grafito pavidalo.

Šio tipo reaktoriai turi daug atvirų angų, kurias galima panaudoti įvairiems eksperimentams. Jų veikimą galima greit sustabdyti, todėl šie reaktoriai naudojami radioaktyviesiems izotopams gaminti.

2. *Praturtinto urano su vandens lėtintoju reaktorius*. Tiriant spinduliavimo įtaką medžiagų ypatybėms, medžiagas reikia ilgą laiką švitinti stipriu neutronų bei γ -kvantų spinduliavimu. Šios rūšies tyrimams reikalingas ($10^{18} \div 10^{20}$) *nut* stiprumo neutronų srautas (čia n — neutronų srauto tankis, u — šiluminių neutronų vidutinis greitis, t — veikimo laikas). Grafitinių reaktorių neutronų srautas siekia tik $10^{12} \frac{\text{neutronų}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$. Taigi, norint gauti 10^{20} *nut* stiprumo srautą, reiktų medžiagas švitinti 10^8 s, iš viso 1155 paras, arba 3,2 metų. Sustiprinus neutronų srautą iki $10^{15} \frac{\text{neutronų}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$, švitinimo trukmę būtų galima sutrumpinti iki 1,15 paros. Šio tipo reaktoriuose neutronų srautas siekia $5 \cdot 10^{14} \frac{\text{neutronų}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$. Tokie reaktoriai paprastai naudojami medžiagų bei technologinių procesų tyrimui. Juose vanduo reikalingas šiems trimis tikslams: a) jis sulėtina greituosius neutronus ir juos atspindi; b) yra pagrindinis šilumos nešėjas, nes ima šilumą iš aktyviosios reaktoriaus srities; c) reaktoriuose su baseinu (šilumą išskiriantieji elementai specialiame vandens baseine) vanduo sudaro ir apsauginį sluoksnį. Kituose šio tipo reaktoriuose apsauginį sluoksnį sudaro stora betoninė siena.

Iš vandens reikia pašalinti mineralinių druskų priemaišas, nes jos aktyviojoje srityje absorbuoja neutronus ir pasidaro radioaktyviomis. Išvalytas vanduo yra skaidrus, todėl reaktoriai su baseinu tinka studentų mokymui (tokiuose reaktoriuose galime matyti aktyviąją sritį, reguliuojančius reaktyvumą strypus, eksperimento aplinką ir t. t.).

Šio tipo reaktoriai pasižymi tokiais fizikiniais parametrais, kuriais apibūdinama reaktoriaus kokybė.

Šiluminių neutronų panaudojimo koeficientas f	0,76
Tikimybė išvengti rezonansinės absorbcijos p	1,00
Veikiant greitiems neutronams, dauginimosi koeficientas e	1,07
K_{∞} reikšmė, esant tokiems koeficientams, (kad be galo didelių matmenų reaktorių pasidarytų kritinis, turi būti $K_{\infty} = \eta f p = 1$).	1,69

Siluminių neutronų difuzijos ilgis L

1,87 cm

$$\left(L^2 = \frac{L_t^2}{6}, \text{ čia } L_t^2 \text{ yra nuotolio, kurį nuskrieja atsiradęs ši-} \right)$$

luminis neutronas, kol yra absorbuojamas, kvadrato vidurkis

Fermio amžius τ

64,2 cm²

$$\left(\tau = \frac{L_f^2}{6}, \text{ čia } L_f^2 \text{ yra nuotolio nuo vietos, kur atsirado neutronas,} \right)$$

iki tos vietos, kur jis pasidarė šiluminis, kvadrato vidurkis

Aktyviausios srities (be neutronų reflektoriaus) geometrinis parametras B^2 (B^2 yra atvirkščiai proporcingas aktyviosios srities matmenims).

0,01 cm⁻²

Tikimybės išvengti neutronų nuotėkio apskaičiuota reikšmė P_{NL}

0,51

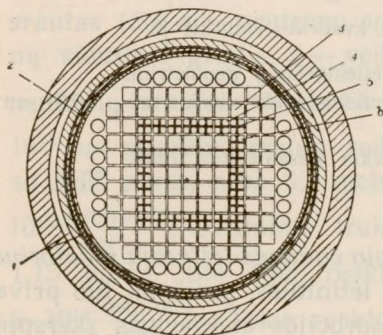
3. *Praturtinto urano su sunkiojo vandens lėtintoju reaktorius.*

Sunkusis vanduo, kaip neutronų lėtintojas, pasižymi tuo ypatumu, kad deuterio-neutronų absorbcijos efektyvusis skerspiūvis yra tik $4,6 \cdot 10^{-4}$ barno. Todėl tokiuose reaktoriuose lengvai gaunamas teigiamas neutronų balansas. Ekonomiškai išnaudojant neutronus, galima tikėtis sudaryti kritinę sistemą, imant kuru natūralųjį uraną ir lėtintoju — sunkųjį vandenį. Šio tipo reaktoriai naudojami ir kaip reaktoriai-daugintuvai, nes kiekvienas neabsorbuotas lėtintojo neutronas gali sukelti branduolio dalijimąsi arba gali būti absorbuotas žaliavos branduolių. Pastaruoju atveju susidaro naujas kuro atomas.

Sistema, kurioje neutronai sulėtinami sunkiuoju vandeniu, palengvina reaktoriaus valdymą. Neutronas, susidurdamas su deuterio branduoliu, nustoja mažiau energijos, negu susidurdamas su vandenilio branduoliu (protonu), nes deuterio branduolys yra 2 kartus sunkesnis. Taigi, kad greitas neutronas deuterijoje pavirstų šiluminiu, reikia daugiau susidūrimų, atseit, neutrono termolizacijos trukmė ($4,6 \cdot 10^{-5}$ s) deuterijoje yra didesnė, kaip vandenilyje ($\approx 10^{-5}$ s). Neutrono gyvavimo trukmę apsprendžia ne tik sulėtinimo trukmė, bet ir šiluminio neutrono difuzija lėtintojuje. Deuterio D₂O branduolių tankis yra toks pat, kaip ir vandenilio H₂O branduolių tankis, todėl mikroskopinis deuterio skerspiūvis žymiai mažesnis už vandenilio skerspiūvį. Atseit, neutrono difuzijos trukmė D₂O žymiai (apie 700 kartų)

didesnė už H_2O ir sudaro apie 0,15 s. Taigi neutrono gyvavimo trukmė D_2O yra žymiai ilgesnė už jo gyvavimo trukmę H_2O , todėl praeis žymiai daugiau laiko tarp i -tosios ir $(i+1)$ -sios kartos neutronų atsiradimo. Vadinasi, valdymo sistemos veikimo laikas yra mažiau ribotas, kaip reaktoriuje su paprasto vandens lėtintoju.

Šio tipo reaktoriai pasižymi galingu šiluminių neutronų srautu, nes jame šiluminių neutronų absorbcija yra labai nežymi.



119 pav.

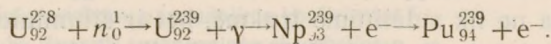
Jų fizikiniai parametrai yra tokie: $f=0,9$, difuzijos ilgis $L=9,4$ cm, Fermio amžius $\tau=128$ cm². Vidutinė neutrono gyvavimo trukmė yra apie $1 \cdot 10^{-3}$ s ir yra apie 20 kartų ilgesnė už neutronų gyvavimo trukmę reaktoriuose su paprasto vandens lėtintoju.

Energetiniai reaktoriai esti taip pat įvairių tipų.

1. Padidinto vandens slėgio reaktorius. Jame neutronų

lėtintojas ir šilumos nešėjas yra paprastas vanduo, o kuras — praturtintas U^{285} uranas U^{238} . Šio reaktoriaus skerspjūvis pavaizduotas 119 pav.: (1) — apsauginis sluoksnis, (2) — šilumą izoliuojantis ekranas, (3) — aktyvios srities ertmė. Kad reaktoriuje sumažėtų U^{235} kiekis, aktyvioji reaktoriaus sritis paskirstyta į dvi dalis: padegamąją ir atkuriamąją. Padegamoji dalis (4) pripildoma šilumą išskiriančių elementų — U^{235} plokštelių, tarp kurių paliekamas nedidelis (apie 2,03 mm) tarpas šilumos nešėjui praeiti. Padegamąją sritį iš oro ir iš vidaus apgaubia atkuriamoji sritis (5); ji pripildoma natūraliojo urano junginio UO_2 .

Šio tipo reaktoriuje vyksta toks procesas. Urano U^{238} branduoliai, absorbavę šiluminį neutroną, nesidalija, bet virsta plutonio Pu^{239} branduoliais; ši branduolinė reakcija išreiškiama taip:



Plutonio branduoliai susidaro atkuriamajoje srityje ir jau dalijasi, veikiami šiluminių neutronų. Tokių reaktorių didesnė (iki 90%) galingumo dalis gaunama, dalijantis U^{235} bei Pu^{239}

branduoliams. Šiluminių procesų našumas auga, keliant temperatūrą ir didinant slėgimą. Kad šilumos nešėjas (vanduo) reaktoriuje neužvirtų, slėgimą reikia padidinti iki 140 atm. Prisotinimo temperatūra tada lygi 336°C.

Pirminio žiedo vanduo, eidamas per reaktorių, įkaista iki 283°C, pereina per šilumokaitį, kur savo šilumos dalį perduoda antrinio žiedo šilumos nešėjui — vandeniui. Ten vandens slėgimas siekia 42 atm; jo prisotinimo temperatūra 252°C. Vanduo pavirsta garais, kurie suka turbiną ir generatorių.

2. *Verdančio vandens reaktorius*. Jis pasižymi konstrukcijos paprastumu. Šilumos nešėjas (vanduo) pirminiame žiede paverčiamas garais, kurie nukreipiami į turbiną. Antrinio žiedo visai nėra. Tai yra žymus šio tipo reaktorių privalumas. Tačiau toks reaktorius turi ir trūkumų. Nustatyta, kad, susidarant reaktoriuje garams, neutronų srauto stiprumas, taigi ir reaktoriaus galingumas, darosi nepastovus. Galingumo fliuktuacija sukelia slėgiminius bei terminius įtempimus, pavojingus reaktoriaus konstrukcijai. Be to, tokia reaktoriuje šilumos nešėjas gali pasidaryti radioaktyvus ir padaryti radioaktyvią garo energetinę sistemą. Pirmąjį verdančio vandens reaktoriaus trūkumą bandoma pašalinti, atitinkamai sukonstruojant aktyviąją reaktoriaus sritį ir patį reaktorių. Vandens garų radioaktyvus užteršimas bus labai nežymus, jeigu naudosime išvalytą nuo mineralinių priemaišų vandenį. O neutronams sąveikojant su vandens deguonimi (O_8^{16}), sukeliamą branduolinę reakciją $O_8^{16}(n,p)N_7^{16}$; N_7^{16} branduolys yra radioaktyvus, jo pusamžis — 7,35 s. Taigi vandens radioaktyvumas yra trumpalaikis.

3. *Reaktorius su grafito lėtintoju, kurį aušina skystas natris*. Skysto metalo šilumos nešėjai pasižymi geromis šilumos perdavimo aukštoje temperatūroje ypatybėmis. Skystas natris verda 879°C temperatūroje, esant 1 atm slėgimui; taigi, norint, kad šilumos nešėjas aktyvioje srityje neužvirtų, nereikia padidinti slėgimo.

4. *Greitųjų neutronų (greitasis) reaktorius*. Dabartiniu metu žinomų medžiagų, kurių branduoliai dalijasi, išteklių yra riboti; todėl tiriami jų taupesnio naudojimo būdai. Betiriant buvo atrastas išplėsto atkūrimo reaktorių (briderių) principas. Tokiuose reaktoriuose dalijamosios medžiagos pagaminama daugiau,

negu „sudeginama“. Vienais atvejais atkurtieji branduoliai yra tokie pat, kaip ir „sudeginti“, o kitais — skirtingi. Pvz., Pu^{239} — U^{238} ciklo reaktoriuje sudeginamas Pu^{239} , o U^{238} branduoliams pagavus neutroną, vėl susidaro Pu^{239} branduoliai; U^{235} — U^{238} ciklo reaktoriuje sunaudojamas U^{235} , o susidaro Pu^{239} , pagavus neutroną U^{238} branduoliams. Šių abiejų procesų efektyvumas nusakomas atkūrimo koeficientu, kuris yra atkurtų dalijamosios medžiagos branduolių skaičiaus santykis su pasidalijusių („sudegusių“) branduolių skaičiumi.

Energetiniai branduoliniai reaktoriai naudojami kaip energijos šaltiniai atominėse elektrinėse, laivuose ir kt. Pirmoji pasaulyje atominė elektrinė pradėjo veikti Tarybų Sąjungoje 1954 m. Jos galingumas siekė 5000 kW. Dabartiniu metu yra pastatytos ir pradėjo veikti žymiai galingesnės, k.a. 200 000 kW galingumo Voronežo ir kt., atominės elektrinės. Be to, atominės elektrinės varomas, plaukioja galingas ledlaužis „Leninas“. Apskritai, Tarybų Sąjungoje atominė energija labai plačiai taikoma taikos reikalams, žmonių gerovei. Visi branduolinės fizikos tyrimai daugiausia pajungti šiam tikslui. O kapitalistiniuose kraštuose (JAV, Anglijoje, Prancūzijoje ir kt.) atominės energijos šaltiniai daugiausia naudojami karo poreikiams: statomi atominiai povandeniniai laivai, gaminamas ir tobulinamas naikinamasis branduolinis ginklas ir pan.

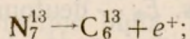
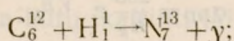
§ 70. TERMOBRANDUOLINĖS REAKCIJOS

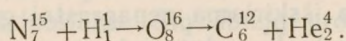
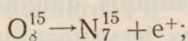
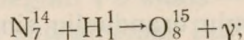
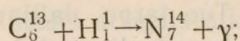
Nors grandininės reakcijos ir praturtino energijos išteklius, bet, labai sparčiai ją naudojant, naujų energijos išteklių paieškos lieka svarbiausia žmonijai problema. Žymiai galingesnės už dabar naudojamus energijos šaltinius gali būti branduolių sintezės reakcijos. Jau minėjome, kad didžiausia ryšio energija pasižymi $60 \div 100$ masės skaičiaus branduolių dalelės (108 pav.). Todėl, ir sunkiesiems branduoliams dalijantis į lengvesnes skvelddras, branduolinė energija yra iš dalies išlaisvinama. Antra vertus, susidarant tokio masės skaičiaus branduoliams iš lengvųjų branduolių, bus išlaisvinama dar daugiau energijos, negu dalijantis sunkiesiems branduoliams. Pvz., susidarant α -dalelei iš 2 protonų ir 2 neutronų, turėtų išsilaivinti apytiksliai apie 27 MeV; taigi kiekvieną branduolinę dalelę atitiktų 6,76 MeV

išlaisvintos energijos. Tuo tarpu, dalijantis sunkiesiems branduoliams, kiekvieną branduolinę dalelę atitinka tik apie 0,83 MeV. Tokia lengvųjų branduolių sintezė vyksta žvaigždėse, Saulėje; ji yra pagrindinis dangaus kūnų energijos šaltinis. Šia sinteze pagrįstas ir vandenilinių bombų veikimas; tačiau jose energija išskiriama nepaprastai greit, nesuvaldomai. Suvaldyti šią branduolinę sintezę ir yra svarbiausias šiuolaikinės branduolinės technikos uždavinys. Valdomoji sintezė vadinama *valdomąja termobranduoline reakcija*.

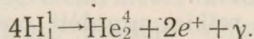
Kad branduoliai susijungtų, reikia juos suartinti iki nuotolio $2 \cdot 10^{-13}$ cm, kada jau pradeda reikštis branduolinės jėgos. Suartinant protonus, reikia nugalėti potencialinį barjerą $U = \frac{e^2}{r} \approx 0,9$ MeV. Pagreitinti protonus, kad jie įgytų tokią energiją, galima. Tačiau protonų sąveikos efektyvusis skerspiūvis yra labai mažas (≈ 1 barnas). Žymiai didesnis skerspiūvis ($\approx 10^8$ barnų) yra protono ir atomo apvalkalo sąveikos. Todėl, nors, lengvasias medžiagas bombarduojant pagreitintais protonais, ir gaunami atskiri labai reti branduolių sintezės procesai, bet gauti didesnę išlaisvintos energijos kiekį neįmanoma. Toks branduolių sintetinimas gali pasidaryti branduolinės energijos šaltiniu tik tada, jei pašalintume jonizavimo energijos nuostolius. Aukštos ($\approx 2 \cdot 10^5$ laipsnių) temperatūros plazmoje visi vandenilio atomai yra jonizuoti, todėl jonizavimo nuostolių neturime. Vandenilio branduoliai pradeda jungtis tuneliniu būdu, turėdami net žemesnę kaip 1 MeV energiją. Branduolių sintezės tikimybė priklauso nuo temperatūros (nuo susiduriančių branduolių energijos). Aukštoje temperatūroje sintezė tiek sustiprėja, kad išlaisvintoji branduolinė energija padengia spinduliavimo nuostolius. Atseit, aukštos temperatūros plazma, kai joje vyksta branduolių sintezės reakcija, kurią vadiname *termobranduoline*, gali pasidaryti galingu branduolinės energijos šaltiniu.

Saulės energijos šaltinis yra vadinamasis anglies-azoto ciklas, susidedantis iš kelių termobranduolinių reakcijų:





Taigi pabaigoje vėl gauname C_6^{12} , bet išnyksta 4 protonai, o vietoj jų susidaro α -dalelė ir emituojami 2 pozitronai. Sutrumpintai šią sintezės reakciją galėtume taip parašyti:



Siame cikle išskiriama 26,8 MeV energija. $20 \cdot 10^6$ laipsnių temperatūroje anglies-azoto ciklas visai padengia Saulės spinduliuavimo energijos nuostolį ($3,5 \cdot 10^{23}$ kW).

Lengviau yra sukelti lengvųjų branduolių sintezę, nes jų potencialinis barjeras yra žemesnis. 23-je lentelėje surašytos kai kurios termobranduolinės reakcijos, šalia nurodomas išskiriamos energijos kiekis.

23 lentelė

Lengvųjų branduolių sintezės termobranduolinės reakcijos

$$\text{D}_1^2 + \text{D}_1^2 \rightarrow \text{He}_2 + n_0^1 + 3,25 \text{ MeV}, \quad (1)$$

$$\text{D}_1^2 + \text{D}_1^2 \rightarrow \text{H}_1^1 + \text{T}_1^3 + 4 \text{ MeV}, \quad (2)$$

$$\text{D}_1^2 + \text{T}_1^3 \rightarrow \text{He}_2^4 + n_0^1 + 17,6 \text{ MeV}, \quad (3)$$

$$\text{D}_1^2 + \text{He}_2^3 \rightarrow \text{He}_2^4 + \text{H}_1^1 + 18,3 \text{ MeV}, \quad (4)$$

$$\text{D}_1^2 + \text{Li}_3^6 \rightarrow \text{He}_2^4 + \text{He}_2^4 + 22,4 \text{ MeV}, \quad (5)$$

$$\text{H}_1^1 + \text{Li}_3^7 \rightarrow \text{He}_2^4 + \text{He}_2^4 + 17,3 \text{ MeV}. \quad (6)$$

Deutonų įsiskverbimo vienas į kitą tikimybę σ_{DD} galime apskaičiuoti iš (62,2) formulės. Įrašę į ją atitinkamus dydžius, gauname:

$$\sigma_{DD} = \frac{288}{E_k} e^{-\frac{45,8}{\sqrt{E_k}}}; \quad (70,1)$$

čia σ_{DD} išreikšta barnais, E_k — deutonų kinetinė energija kiloelektronvoltais. Skaičiavimai rodo, kad, esant temperatūrai

$2 \cdot 10^5$ laipsnių, deutronų $E_k = 0,018$ keV ir σ_{DD} praktiškai yra lygi nuliui. Plazmos temperatūrai kylant, σ_{DD} didėja. Deutronų termobranduolinės reakcijos tikimybė

$$\sigma = n (\overline{\sigma_{DD} u}) ; \quad (70,2)$$

čia n yra deutronų skaičius 1 cm^3 , u — jų greitis, $\overline{\sigma_{DD} u}$ — σ_{DD} ir u sandaugos vidutinė reikšmė. Plazmos 1 cm^3 dviejų deutronų susijungimo reakcijų skaičius per 1 s

$$\sigma_0 = \frac{1}{2} n^2 (\overline{\sigma_{DD} u}) \quad (70,3)$$

ir išskirtas termobranduolinės reakcijos 1 cm^3 galingumas

$$W = \frac{1}{2} n^2 (\overline{\sigma_{DD} u}) E_{DD}; \quad (70,4)$$

čia E_{DD} — išskiriamoji vienos poros deutronų susijungimo reakcijos energija. 24-je lentelėje surašytos apskaičiuotosios W reikšmės įvairioje temperatūroje.

24 lentelė

Deutronų termobranduolinės reakcijos galingumas įvairioje temperatūroje

Temperatūra 10^6 laipsnių	1,17	11,7	46	117
Galingumas W/m^3	10^{-17}	20	$1,5 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$

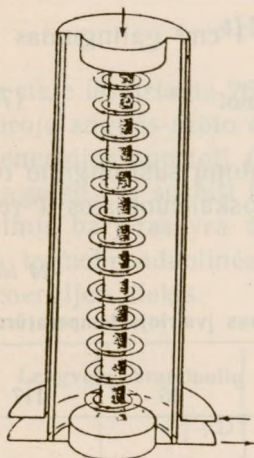
Lentelės duomenys rodo, kad didesnius energijos kiekius gauname tik 10^8 laipsnių temperatūrose. Tačiau, norint išlaikyti tokią plazmos temperatūrą, reikia suteikti sistemai energiją, nes tokioje temperatūroje plazma smarkiai spinduliuoja (rentgeno spindulius). Tik $35 \cdot 10^7$ laipsnių temperatūroje termobranduolinės reakcijos energija pradeda persverti išspinduliuojamąją energiją. Šioje temperatūroje deutronų plazma „savaime įsiliepsnoja“. Dabartiniu metu fizikos laboratorijose lengvai pasiekiamą iki 10^6 laipsnių eilės temperatūrą. Pažymėtini tos srities Arcimovičiaus ir jo bendradarbių tyrimai.

Kad plazmą galima būtų įkaitinti iki labai aukštos temperatūros, reikia ją izoliuoti nuo aplinkos. Tamas ir Sacharovas pasiūlė tokį plazmos izoliacijos būdą. Bėgant dujomis elektros

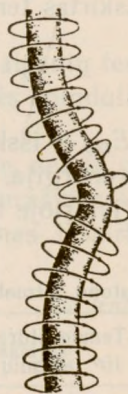
srovei (sukėlus dujose išsielektrinimą) aplink srovę susidaro magnetinis laukas, kuris stengiasi srovę suslėgti. Magnetinis slėgimas

$$p_m = \frac{H^2}{8\pi} = \frac{4I^2}{8\pi r^2}. \quad (70,5)$$

Bėgant labai stiprioms (10^5 A eilės) elektros srovėms, išsivysto toks didelis magnetinis slėgimas, kad srovės takas atitrūksta nuo indo sienelių ir susitelkia vidurinėje indo dalyje nedidelio skerspjūvio strypelio pavidalo (120 pav.). Kai dujų



120 pav.



121 pav.

slėgimas nedidelis, į plazminį strypelį įtraukiama didesnė molekulių dalis; tada plazma pasidaro gerai izoliuota nuo aplinkos. Jos temperatūra pakyla tiek, kad magnetinis slėgimas p_m atsvertų kinetinį dujų slėgimą p_k :

$$p_m = \frac{4I^2}{8\pi r^2} = p_k = \frac{2NkT}{\pi r^2 L}; \quad (70,6)$$

čia L yra plazmos strypelio ilgis, r — jo radiusas, N — jonų skaičius strypelyje ($2N$ — jonų ir elektronų skaičius). Iš pastarosios lygties galime apskaičiuoti plazmos temperatūrą:

$$T = \frac{LI^2}{4Nk} = \frac{I^2}{4nk}; \quad (70,7)$$

$n = \frac{N}{L}$ reiškia jonų skaičių 1 cm ilgio plazminiame strypelyje.

Plazmos strypeliai nėra stabilūs. Tegu plazmos strypeliu bėga elektros srovė; plazmos temperatūra yra T . Jei kurioje nors plazmos strypelio vietoje atsitiktinai skerspiūvis sumažėja (121 pav., a), tai pusiausvyra tarp p_m ir p_h suyra; p_m pasidaro didesnis už p_h , ir toje vietoje plazma susitraukia. Toje vietoje strypelis visą laiką plonėja ir sutrūksta. Plazmos strypelis suyra, kai jis išlinksta (121 pav., b). Įlenkimo pusėje magnetinis slėgimas pasidaro didesnis už magnetinį slėgimą išlenkimo pusėje; plazmos strypelis ir toliau linksta, kol paliečia indo sienelės.

Paprastai plazma stabilizuojama, sudarant išilgai jos strypelio išorinį magnetinį lauką.

§ 71. BRANDUOLINIO SPINDULIAVIMO STIPRUMAS; APSAUGOS BŪDAI

Branduoliui skylant, kartu su radioaktyviomis skeveldromis yra emituojami neutronai, α - bei β -dalelės, spinduliuojami γ -spinduliai. Labiausiai yra skvarbūs ir smarkiausiai veikia organizmus γ - ir neutronų spinduliai.

γ -spindulių stiprumas paprastai išreiškiamas krintančių į 1 cm² per 1 s fotonų skaičiumi; jų stiprumo vienetas yra

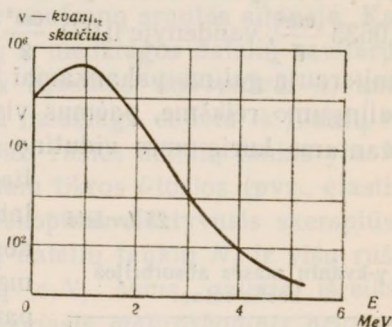
$\frac{\text{fotonas}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$. Paprastai fotonų spin-

duliavimo stiprumas priklauso nuo jų energijos; 122 pav. kreivė vaizduoja γ -kvantų energijos pasiskirstymą. γ -spindulių stiprumą galima išreikšti γ -spinduliavimo dozės galin-gumu. Šio galingumo viene-tas yra *rentgenas per valan-dą*

$dq \left(\frac{r}{\text{val}} \right)$. Rentgenu (r) pa-

paprastai laikomas toks spin-

duliavimo kiekis, kuris 1 grame oro išskiria $88 \cdot 10^{-7}$ J. Ta-da 1 $\frac{r}{\text{val}}$ yra tolygus energijai, kuri normaliomis sąlygomis iš-skiriama 1 grame oro per 1 valandą. Kartais naudojamas ir



122 pav.

kitas vienetas dozei matuoti — *radis* (rad); 1 rad stiprumo spinduliavimas 1 grame medžiagos išskiria 10^{-5} J energijos. γ -spinduliai, eidami per medžiagą, silpnėja, nes pasireiškia jonizavimas, fotoelektrinis ir Komptono efektai bei susidaro poros (§ 57). γ -fotono sąveikos su medžiaga tikimybė 1 cm ilgio kelyje paprastai žymima μ ir vadinama *tiesiniu susilpninimo koeficientu*. Kai γ -kvantų šaltinis yra labai plonas neribotas sluoksnis, tai γ -kvantų srauto silpnėjimą sąlygoja tik γ -kvantų sąveika su medžiaga. Tada γ -kvanto sąveikos kelyje dx su medžiaga tikimybė lygi $\mu \cdot dx$ ir γ -kvantų srauto susilpnėjimas

$$dI = -I\mu \cdot dx; \quad (71,1)$$

čia I yra γ -kvantų srauto stiprumas, srautui perėjus storio x medžiagos sluoksnį. Jei pradinį γ -spinduliavimo stiprumą pažymime I_0 , tai, integruodami (71,1) lygtį, gauname:

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (71,2)$$

Jei tiesinį silpninimo koeficientą padalijame iš medžiagos tankio ρ , tai gauname *masės susilpninimo koeficientą* $\frac{\mu}{\rho}$, priklausančią ne nuo medžiagos tankio, bet nuo γ -kvantų energijos ir medžiagos, per kurią pereina γ -kvantai. Pvz., 1 MeV energijos γ -kvantų masės susilpninimo koeficientas ore yra apytiksliai $0,0635 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$, vandenyje $0,071 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$. Dažnai γ -spinduliavimo spektrinį srautą galima pakankamai tiksliai išreikšti lygiaverte dozės galingumo reikšme, paėmus visą γ -kvantų srautą ir priskyrus kvantams kurią nors vidutinę energiją. Reaktoriaus γ -spinduliavimo vidutinė energija paprastai

25 lentelė

γ -kvantų masės absorbcijos koeficientas

Energija MeV	$\frac{\mu_a}{\rho} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$
0,5	0,030
1,0	0,028
2,0	0,024
3,0	0,021

laikoma 1 MeV. γ -kvantų masės absorbcijos koeficientas μ_a/ρ (18,6) mažėja, energijai didėjant. Reikia pažymėti, kad masės susilpninimo ir masės absorbcijos koeficientai μ/ρ ir μ_a/ρ nėra visiškai tolygūs, nes ne visada, susidūrus su aplinkos dalelėmis, visa fotono energija absorbuojama, pvz., turint Komptono išbarstymą.

25-je lentelėje surašytos γ -kvantų masės absorbcijos koeficiento reikšmės, esant skirtingo dydžio energijai.

Tegu spinduliuojamo γ -kvantų srauto stiprumas yra apytiksliai lygus $10^{12} \frac{\text{fotonų}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$. Tokį γ -spinduliuavimo srautą apytikriai atitinka lygiareikšmis dozės galingumas

$$DR = 1,58 \cdot 10^6 \frac{\text{r}}{\text{val}}.$$

Priartėjimo tikslumas, apskaičiuojant γ -spinduliuavimo srautą, atitinkantį dozės galingumą, priklauso nuo srauto spektrinio energijos pasiskirstymo ir nuo to, kokią pasirinktume vidutinę γ -kvanto energiją. Kai kuriais atvejais skaičiavimo rezultatų tikslumą galime patikrinti kalorimetriniu būdu, išmatavę absorbuotą medžiagoje γ -spinduliuavimo energiją.

Neutronų srauto stiprumas išreiškiamas skaičiumi neutronų, krinantių per 1 s į 1 cm^2 ploto paviršių, kai neutronai krinta statmenai paviršiui. Taigi neutronų srauto stiprumą I išreiškia neutronų tankio n ir jų greičio v sandauga $I = nv$. Eidami per medžiagą, neutronai įvairiai sąveikoja su jos dalelėmis: kartais neutronai elastingai ir neelastingai išbarstomi, o kartais būna radiacinis pagavimas. Dėl sąveikos (branduolių dalijimosi sąveiką, kada neutronai dauginasi, išskiriame) neutronas yra pašalinamas iš pradinio srauto, ir neutronų srautas silpnėja. Kaip jau kalbėjome (§ 57), neutronų ir medžiagos dalelių savitarpio sąveiką nusakome *efektyviuoju sąveikos skerspiūviu* σ , kuris reiškia sąveikos tikimybę. Tegu medžiaga sudėta iš įvairių rūšių dalelių (branduolių) ir j -osios rūšies dalelių tankis yra N_j ; neutrono ir šios rūšies dalelių tam tikros i -tosios (pvz., elastingo išbarstymo) sąveikos mikroskopinis efektyvusis skerspiūvis tegu yra σ_i . Tuomet visų rūšių dalelių tankių N_j ir visų rūšių sąveikų tikimybių σ_i sandaugų $\sigma_i N_j$ sumą galime išreikšti sandauga ΣN , kur Σ yra vadinamasis *makroskopinis neutrono ir dalelės efektyvusis skerspiūvis*, N — visų medžiagos dalelių tankis.

Pagrindinis branduolinės fizikos tyrimų tikslas yra surasti įvairių dalelių (branduolių) ir skirtingų energijų neutronų, kurie visokeriopai sąveikoja, mikroskopinių efektyviųjų skerspiūvių reikšmes σ , nes, tik jas žinant, galima surasti makroskopi-

nus efektyviuosius skerspiūvius, kurie nusako neutronų pernešimo, difuzijos ir kitus reiškinius ir leidžia apibūdinti daromus reaktoriuose eksperimentus.

Branduoliniam spinduliavimui susekti reikalinga speciali elektroninė aparatūra, kuri paprastai sustiprina pirminį signalą. Šį registruoja tam tikras prietaisas arba jis užrašomas registatoriaus juostelėje.

Radioaktyvaus spinduliavimo elektringų dalelių srauto detektoriais naudojami dujų pripildytos jonizacijos kameros, Geigerio bei scintiliaciniai elektronų skaitikliai, kondensacinė (Vilsono) kamera, storasluoksnės fotoplokštelės ir kt. (§ 55).

Neutronų srautą galime susekti, išmatavę indukuotą neutronais aktyvumą. Žinodami skylančios medžiagos parametrus ir skilimų skaičių, galime susekti neutronų srauto stiprumą. Pvz., šiluminių neutronų srauto stiprumas išmatuojamas, panaudojant aukso foliją (Au_{79}^{197}). Veikiant neutronais, susidaro Au_{79}^{198} branduoliai, kurie vėliau skyla ir virsta Hg_{80}^{198} , išspinduliuodami β -dalelę. Aktyvuota folija apsuka skaitiklį ir registruoja β -skilimus.

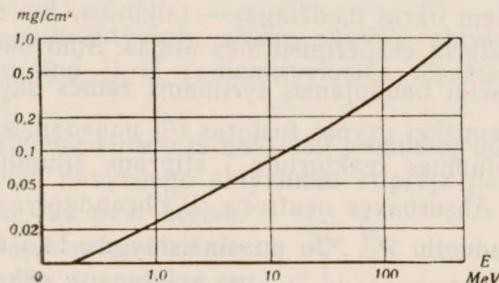
Greitųjų neutronų srauto stiprumui susekti naudojami izotopai, kurie turi griežtą aktyvacijos energijos slenkstį. Pvz., mangano branduolius galima sužadinti neutronų srautu, kurių energija pasiekia 2,9 MeV. Pasirinkę tokius izotopus, kurių branduoliai turi kelis griežtus aktyvacijos energijos slenksčius, galime susekti greitųjų neutronų srauto energijos spektrą.

Branduolinis spinduliavimas smarkiai veikia gyvus organizmus, ardydamas jų audinius, ir yra kenksmingas sveikatai. Todėl, dirbant su radioaktyviaisiais preparatais ir prie reaktorių, reikia apsisaugoti nuo spinduliavimo. Apsaugos požiūriu branduolinis spinduliavimas paprastai skirstomas į tris grupes: *elektringų dalelių*, *neutronų* ir *γ -kvantų spinduliavimą*.

Elektringosios dalelės, sąveikodamos su medžiagos elektringosiomis dalelėmis, greit netenka energijos ir medžiagoje nueina tik trumpą kelią. α -dalelių skverbtis yra labai nežymi, β -dalelių — didesnė. Abiejų dalelių skverbtis priklauso nuo jų energijos; turėdamos 5 MeV energiją, α -dalelės nuskrieja ore tik kelis centimetrus, o 1 MeV energijos β -dalelės — apie 3 m. 123 pav. kreivė vaizduoja β -dalelių siekiamo tolio priklausomybę nuo jų energijos; toliai sužymėti mg/cm^2 (1 mg/cm^2 tolis

rodo, kad dalelė, perlėkusi 1 mg/cm² aliuminio sluoksnį, buvo sulaikyta).

Neutronai yra žymiai skvarbesni. Apsisaugoti nuo jų galima, juos sulėtinus iki šiluminių neutronų ir absorbavus medžiagose, kurių branduoliai turi didelį šiluminių neutronų pagavimo skerspjūvį. Tokių medžiagų yra daug. Bet neutronų



123 pav.

pagavimą paprastai lydi elektringų dalelių arba γ -kvantų spinduliavimas. Pvz., absorbentu panaudojus B¹⁰, neutroną pagau-
nant, yra emituojamos α -dalelės, o panaudojus Cd,— γ -kvantai. Neutronai sulėtinami, juos elastingai išbarstant medžiagose, tu-
rinčiose daug lengvųjų branduolių.

Žymiai sunkiau apsaugoti nuo γ -spindulių, kurie yra labai skvarbūs. Juos stipriau absorbuoja tik didelio tankio medžiagos, pvz., Fe, Pb ir kt., ir tai tik iš dalies; kritusių γ -kvantų energija tik sumažėja, o patys γ -kvantai yra išbarstomi. Apskritai, γ -spin-
dulius stipriau absorbuoja didelio eilės numerio Z elementai, bet apsaugai nuo γ -spinduliavimo sėkmingai naudojami stori vandens sluoksniai.

Labai efektyvi apsauga nuo visokių spinduliavimų yra nuo-
tolis, nes spinduliavimo stiprumas yra atvirkščiai proporcingas
nuotolio kvadratui $\left(I \sim \frac{1}{R^2}\right)$.

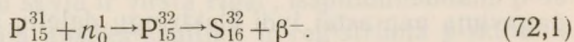
§ 72. RADIOIZOTOPŲ TAIKYMAS

Iki šiol daugiausia kalbėjome apie branduolinių reakcijų reaktoriuose panaudojimą elektrinei energijai gauti. Bet didelę naudą žmonijai teikia ir pagaminti radioaktyvūs izotopai, arba, trumpiau, radioizotopai.

Radioizotopai gaminami reaktoriuose šiais būdais.

1. Dalijantis atomų branduoliams, susidaro radioaktyvios branduolių skeveldros. Šie radioaktyvūs dalijimosi produktai, juos regeneravus, kartais panaudojami kaip radioaktyvaus spinduliavimo šaltiniai. Taip pagaminami, pvz., Sr^{90} ir J^{131} izotopai.

2. Radioizotopai gaunami, paveikus reaktoriaus neutronų spinduliais tam tikras medžiagas — taikinius. Jos dedamos į tiriamųjų reaktorių eksperimentines angas. Šiuo būdu, pvz., gaminamas plačiai naudojamas tyrimams žemės ūkyje P_{15}^{32} radioizotopas. Chimiškai grynas fosforas P_{15}^{31} padedamas į konteinerį, kuris patalpinamas reaktoriuje į stipraus šiluminių neutronų srauto sritį. Absorbavęs neutroną, P_{15}^{31} branduolys virsta radioaktyviu branduoliu P_{15}^{32} . Jo pusamžis lygus 14,5 d. Pastarasis emituoja β -dalelę ir virsta stabiliu branduoliu S_{16}^{32} . Skilimą nuskaido šio lygtis:



Veikiant silpnu neutronų srautu, pasigaminusių radioaktyvių branduolių P_{15}^{32} skaičius, palyginus su branduolių P_{15}^{31} skaičiumi, yra mažas; tada radioizotopo specifinis aktyvumas yra nedidelis. *Specifinį radioizotopo aktyvumą* išreiškia radioaktyviųjų branduolių ir visų izotopo branduolių skaičių santykis.

3. Vienų elementų izotopus paverčiant kitų elementų izotopais, taip pat galima gauti radioizotopus. Šiuo būdu gaminamas P_{15}^{32} . Reakcija pažymima taip: $\text{S}_{16}^{32} (n, p) \text{P}_{15}^{32}$. Taip pagaminto radioizotopo P_{15}^{32} pusamžis yra toks pat, kaip ir gaunamo 2-ju metodu. Izotopą P_{15}^{32} galima cheminiu būdu atskirti nuo sieros S_{16}^{32} , taigi galima gauti visai gryną 100% specifinio aktyvumo radioizotopą.

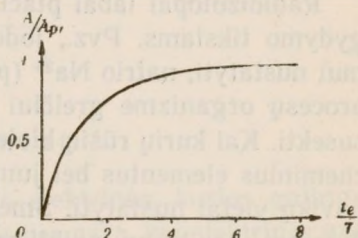
Radioaktyviosios medžiagos aktyvumą išreiškia atomų skilimų skaičius joje per tam tikrą laiką. Aktyvumo vienetas yra *kiuris* (C). Vieno kiurio aktyvumu pasižymi toks radioaktyviosios medžiagos kiekis, kai joje per 1 s suskyla $3,7 \cdot 10^{10}$ atomų; taigi $1 \text{ C} = 3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{skil}}{\text{s}}$. Smulkesni aktyvumo vienetai yra *mili-kiuris* (mC) ($1 \text{ mC} = 10^{-3} \text{ C}$) ir *mikrokiuris* (μC) ($1 \mu\text{C} =$

$=10^{-6}$ C); o stambesnis — kilokurius (kC) ($1 \text{ kC} = 10^3 \text{ C}$); pvz., kobalto Co-60 šaltinių aktyvumas siekia kelis kilokurius. Radioaktyviųjų medžiagų aktyvumas matuojamas ir kitu vienetu — rezerfordu (R). 1 rezerfordo aktyvumu pasižymi toks radioaktyviosios medžiagos kiekis, kai joje per 1 s suskyla 10^6 atomų; taigi $1 \text{ R} = 10^6 \frac{\text{skil}}{\text{s}}$.

Žinodami radioaktyviųjų atomų skaičių, aktyvumą galime surasti, padauginę jį iš radioaktyviosios medžiagos skilimo konstantos λ .

Gaminant vienu kuriuo iš anksčiau paminėtų būdų radioizotopą, iš pradžių pavyzdėlio aktyvumas stiprėja palyginti greitai, kaip rodo 124 pav. kreivė.

Čia abscisių ašyje sužymėtas aktyvinimo trukmės t_e santykis su medžiagos pusamžiu T , o ordinačių — medžiagos aktyvumo A santykis su jos prisotinimo aktyvumu (kai aktyvinimo trukmė $t_e = \infty$). Vėliau aktyvumo stiprėjimas lėtėja ir po kurio laiko (5—7 pusamžių) praktiškai gaunamas prisotinimas. Kai aktyvinimo trukmė sudaro 3 pusamžius, pavyzdėlio aktyvumas pasiekia 90%.



124 pav.

Jei medžiagos radioaktyviųjų atomų skaičius laiku t yra $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ (§ 50), tai jos aktyvumas

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t}; \quad (72,2)$$

čia A_0 yra pradinis medžiagos aktyvumas. Pradiniu atskaitymo laiku paprastai imamas pavyzdžio iš reaktoriaus išėmimo laikas. Tada laiku t pavyzdžio aktyvumas

$$A(t) = A_\infty (1 - e^{-\lambda t_e}) e^{-\lambda t}. \quad (72,3)$$

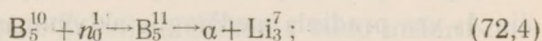
Apskritai, pavyzdžio aktyvumas $A(t)$ priklauso nuo aktyvinimo efektyviojo skerspiūvio, aktyvuojamosios medžiagos pusamžio, neutronų srauto stiprumo, spinduliavimo trukmės ir kt. Ir mažo aktyvinimo skerspiūvio medžiagas, pvz., Al^{27} , galima greit suaktyvinti, jei jos turi trumpą pusamžį. Tačiau ilgo pusamžio

medžiagos, pvz., Co^{59} ilgą laiką lieka labai aktyvios; už tai jas reikia ilgai aktyvinti reaktoriuose.

Radioizotopai labai plačiai taikomi tyrimuose ir įvairių liaudies ūkio šakų praktikoje.

Žemės ūkyje, tiriant augalų mitybos klausimus, naudojami fosforo ir cinko radioizotopai; fotosintezai tirti — radioizotopas C^{14} junginyje C^{14}O_2 ; šio izotopo pusamžis yra 5600 m. Radioizotopai naudojami taip pat naminių gyvulių bei paukščių ligoms tirti. Radioizotopų γ -spinduliavimas naudojamas kenksmingiems žemės ūkiui vabzdžiams naikinti, sniego dangos storiui matuoti, maisto produktams sterilizuoti. Junginys AgJ naudojamas debesims išblaškyti ($\text{Ag}_{47}^{111} \rightarrow \gamma + \beta^- + \text{Cd}_{48}^{111}$).

Radioizotopai labai plačiai taikomi ir medicinoje tyrimo bei gydymo tikslams. Pvz., jodo izotopas naudojamas nukraujavimui nustatyti, natrio Na^{24} (paprastai junginyje NaCl) — įvairių procesų organizme greičiui stebėti, kraujo indų susiaurėjimui susekti. Kai kurių rūšių biologiniai audiniai sutelkia kai kurios cheminius elementus bei junginius. Šia ypatybe pasinaudojama navikų vietai nustatyti. Smegenų navikams tirti dažnai panaudojamas pozitrono anihiliacijos procesas. Radioizotopai Cu^{64} ($\text{Cu}_{29}^{64} \rightarrow \beta^+ + \text{Ni}_{28}^{64}$) arba As^{74} ($\text{As}_{33}^{74} \rightarrow \beta^+ + \text{Ge}_{32}^{74}$) emituoja pozitronus, kurie anihiliuojasi su elektronu; tada susidaro du γ -kvantai, spinduliuojami priešingomis linkmėmis. J^{131} naudojamas skydinės liaukos gydymui. Smegenų vėžio gydymui taikomas neutronų pagavimo metodas. Ligonii duodama boro B^{10} tirpalo; boro atomai susikaupia navike. Tada ligonį švitina neutronų spinduliais. B^{10} neutronus absorbuoja smarkiau, negu aplinkiniai audiniai. Sukeliama tokia branduolinė reakcija:



α dalelės, absorbuojamos navike, suardo jo audinius.

Technikoje radioaktyvieji izotopai naudojami medžiagų tankiui, jų sluoksnių storiui matuoti, liejinių skilimams, nevienalytiškumui susekti, skysčių kiekiui bei jų paviršiaus aukščiui nustatyti ir kt. Šiam tikslui naudojami spinduliuojantieji γ -spindulius radioizotopai, pvz., Cs^{137} ($\text{Cs}_{55}^{137} \rightarrow \text{Ba}_{56}^{137} + \beta^- + \gamma$), Ir^{192} ($\text{Ir}_{77}^{192} \rightarrow \text{Pt}_{78}^{192} + \beta^- + \gamma$) bei Co^{60} . Medžiagos tankis susekamas iš Sr^{90} β -spindulių absorbcijos ($\text{Sr}_{38}^{90} \rightarrow \beta^- + \text{Y}_{39}^{90}$).

Labai plačiai radioizotopai taikomi kaip izotopiniai indikatoriai. Pvz., tiriant variklių stūmoklių žiedų susidėvėjimą, žiedai aktyvuojami, švitinant juos neutronų spinduliais. Geležies atomai Fe^{58} , pagavę neutroną, virsta radioaktyviuoju Fe^{59} . Po kurio laiko matuojamas naujai užpildtos alyvos aktyvumas; iš pastarojo radioaktyvumo ir sprendžiama apie susidėvėjimą. Radioizotopais patikrinamas požeminių vamzdžių sandarumas. Į skystį įdedama J^{131} ir matuojamas jo aktyvumas vandenyje. Nesandarioje vietoje skysčio aktyvumas staiga krinta.

Čia suminėjome tik kelis radioizotopų taikymo atvejus. Šiuo metu jų yra labai daug ir kiekvieną dieną daugėja.

Uždaviniai

1. Reikia apskaičiuoti atominės elektrinės, kurios galingumas yra 5000 kW, U^{235} sunaudojimą per parą, kai elektrinės naudingumo koeficientas yra 16,7%. Dalydamasis atomas išlaisvina 200 MeV energiją. [Ats. 31,3 g]

2. 10 mC aktyvumo taškinis Co^{60} šaltinis, atomui skylančiam, išspinduliuoja 2 γ -kvantus, kurių energija yra 1,17 ir 1,33 MeV. Šių spindulių tiesinė absorbcija ore atitinkamai lygi $3,5 \cdot 10^{-5}$ ir $3,35 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$. Kokiam mažiausiam nuotolyje dozės galingumas lygus ribinei leidžiamai dozei, dirbant 36 val. per savaitę. 36 val. darbo per savaitę leidžiamas dozės galingumas, esant spinduliavimo energijai $E < 3 \text{ MeV}$, yra 28 mr/val. Kvantų našumas lygus vienetai. [Ats. Nuotolyje R nuo šaltinio dozės galingumas

$$P = 1,5 \cdot 10^7 \frac{A(E_1 \mu_1 + E_2 \mu_2)}{R^2} \text{ mr/val};$$

čia A yra aktyvumas (C), E — kvantų energija (MeV), μ , γ -kvantų našumas, μ -tiesinis absorbcijos koeficientas (cm^{-1}); R nuotolis (m) $\cdot R = 2,14 \text{ m}$]

XIII SKYRIUS

KOSMINIAI SPINDULIAI

§ 73. AUKSCIO IR GEOMAGNETINIS KOSMINIŲ SPINDULIŲ EFEKTAS

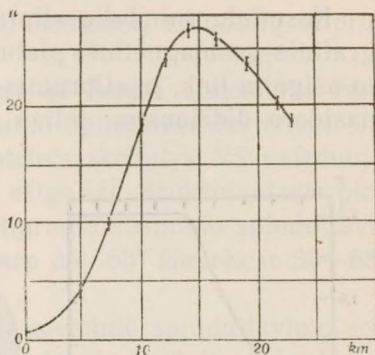
1912 m. Hesas, tirdamas Žemės radioaktyvųjų spinduliavimą, pastebėjo, kad, kylant aukštyn, šis spinduliavimas iš pradžių (iki 400 m) gana staigiai, o aukščiau lėčiau silpnėja, bet dar aukščiau vėl pradeda stiprėti. Šie matavimai parodė, kad, be Žemės radioaktyviojo spinduliavimo, veikia dar iki to laiko nepastebėtas spinduliavimas, ateinąs iš kosminių erdvių ir pasižymįs ypatinga skverbtimi. Šis spinduliavimas šiandien vadinamas *kosminiais spinduliais*.

Kolhersteris, Milikenas ir kt. tyrimais nustatė ypatingai didelę kosminių spindulių skverbti; šie spinduliai įstengia pereiti storiausius vandens bei metalų sluoksnius. Net 1000 m vandens gylyje pastebima apie 1% kosminių spindulių; apie tiek pat jų gali pereiti 100 m storio plieno sluoksnį.

Kosminių spindulių stiprumas tiriamas jonizacijos ir kondensacinės ir kitokiomis kameromis, elektronų skaitikliu bei storasluoksne fotoplokštele (§ 55). Jų kryptį nustatyti dažniausiai naudojami kosminių spindulių teleskopai. Du, trys ir daugiau skaitiklių taip prijungiami prie tinkamai sukonstruoto radijo stiprintuvo, kad elektrometras nukrypsta arba automatinis registratorius registruoja tik tuomet, kai kosminiai spinduliai pereina per visus skaitiklius tuo pat laiku (koincidencijos būdas), bet visiškai jie nereaguoja, kai jie pereina tik per vieną skaitiklį arba kelis iš jų. Įvairiai išdėsčius skaitiklius, galima spręsti apie pereinančių kosminių spindulių kryptį.

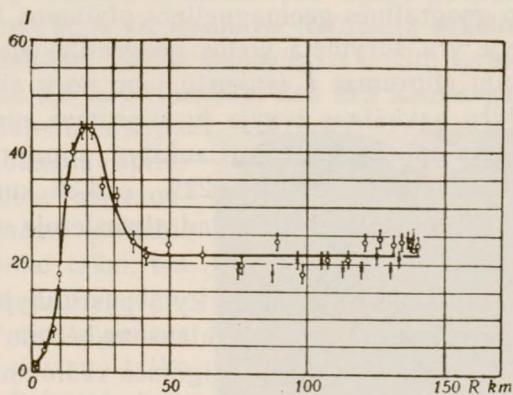
Kosminių spindulių stiprumas didesniame aukštyje nustatomas vadinamaisiais *balionais-zondais*, kurie pakelia automatiškai registruojančią aparatūrą į stratosferą. Aparatūrą paprastai

kelia du balionai, kurių vienas, pasiekęs reikiamą aukštį, plyšta, o antras nuleidžia aparatūrą žemyn. Balionai-zondai gali pakilti iki 25–30 km aukščio, kur atmosferos slėgimas yra tik apie 17–18 mm Hg. Be to, keletą kartų buvo pakilta į stratosferą aerostatais; Pikardas 1931 ir 1932 metais pasiekė 16,4 km aukštį; 1933 m. Prokofjevas, Birnbaumas ir Godunovas pakilo iki 19 km. Nuo 1947 m. pradėtos leisti raketos su specialia aparatūra kosminių spindulių stiprumui matuoti. Jos pakildavo iki 150 km ir aukščiau. Dabartiniu metu kosminis spinduliavimas tiriamas kosminėmis raketomis.



125 pav.

Kosminių spindulių stiprumas, kaip minėjome, priklauso nuo vietos aukščio nuo Žemės paviršiaus. Kylant aukštyn, jų stiprumas didėja: iš pradžių lėčiau, o aukščiau — staigiai. 125 pav. kreivė grafiškai vaizduoja kosminių spindulių stiprumo priklaus-

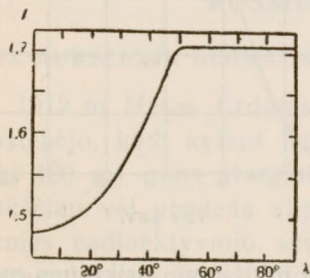


126 pav.

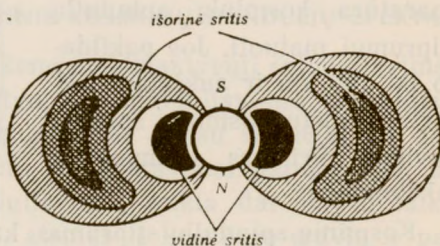
somybę nuo aukščio. Vienoje koordinatų ašyje sužymėti aukščiai (km), antroje — išsielektrinimų skaičius n per 1 s, proporcingas spindulių stiprumui. Iš kreivės matyti, kad 15 km aukštyje kosminių spindulių stiprumas yra didžiausias; čia jis yra

keliiasdešimt (apie 40) kartų didesnis, kaip jūrų paviršiaus lygyje. Dar aukščiau šis stiprumas vėl pradeda mažėti. 50–60 km aukštyje kosminio spinduliavimo stiprumas pasilieka pastovus iki jonosferos ribų (126 pav.).

Kosminių spindulių stiprumas priklauso ir nuo vietos geografinės-geomagnetinės platumos ir ilgumos. Einant nuo pusiaujo ašigalių link, jų stiprumas šiek tiek didėja ir 50° lygiagretėje pasidaro didžiausias; toliau beveik nebekinta iki pat ašigalio.



127 pav.



128 pav.

127 pav. kreivė vaizduoja kosminių spindulių stiprumo priklausomybę nuo geografinės-geomagnetinės platumos λ jūrų lygyje. Vienoje ašyje yra sužymėta vietos geografinė platumą, antroje — spindulių stiprumas I (sukurtų jonų porų skaičius 1 cm^3 per 1 s). Jūrų paviršiaus lygyje jų stiprumas, einant ašigalio link, tepadidėja apie 14%. Kylant aukštyn, stiprumo kitimas didėja taip: 2 km aukštyje siekia 22%, o 4,36 km — jau 33%. Pastarųjų laikų matavimai rodo, kad atmosferoje stiprumų santykis siekia 40% ir daugiau.

Kosminių spindulių stiprumas Rytų pusrutulyje yra mažesnis kaip Vakarų. Jų stiprumo priklausomybė nuo geografinės-geomagnetinės vietos platumos ir ilgumos vadinama jų *geomagnetiniu efektu*. Be to, nustatyta, kad kosminių spindulių stiprumas priklauso ir nuo temperatūros: temperatūrai pakitus 1°C , stiprumas pakinta apie 0,2%.

1926 m. Misovskis nustatė, kad kosminių spindulių stiprumas priklauso ir nuo oro slėgimo; šis efektas vadinamas *barometrinio efektu*.

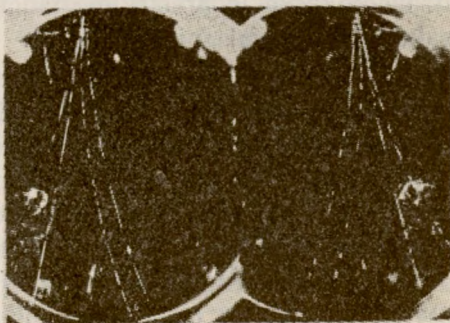
Visi šie ankstyvesniųjų metų tyrimai aiškino kosminių spindulių stiprumo pakitimus Žemės atmosferos ribose.

Dirbtiniai Žemės palydovai bei kosminiai laivai leido pastaraisiais metais tirti kosminio spinduliavimo stiprumo pasiskirstymą už Žemės atmosferos ribų, toli nuo Žemės. Kiekviename palydove buvo specialūs prietaisai kosminių spindulių stiprumui registruoti.

Šių tyrimų duomenys rodo, kad už Žemės atmosferos ribų yra dvi padidinto stiprumo kosminio spinduliavimo sritys. Jų padėtis pavaizduota 128 pav. Centrinis skritulys *NS* vaizduoja Žemę, *N* ir *S* yra jos magnetiniai ašigaliai. Brūkšniuotasis plotas vaizduoja išorinę, padidinto stiprumo kosminio spinduliavimo sritį. Pastaroji guli juostoje tarp 55° – 65° šiaurės ir 55° – 65° pietų geomagnetinės platumos.

Be išorinės padidinto stiprumo kosminio spinduliavimo srities, yra nustatyta vidinė (128 pav. užtepta juoda) sritis. Ji guli juostoje tarp 35° pietų ir 35° šiaurės geomagnetinės platumos. Rytų pusrutulyje ji iškyla iki 1500 km, o Vakarų — tik iki 500 km. Kad žmonės galėtų saugiai skristi į kosmosą, abi padidinto stiprumo kosminio spinduliavimo sritis reikia labai kruopščiai ištirti.

Iš pradžių buvo manoma, kad prie Žemės paviršiaus ir aukštesniuose atmosferos sluoksniuose jonizaciją sukelia atsklidę iš kosmoso spinduliai. Tačiau Skobelcyno ir kitų tyrimais kondensacinėje kameroje buvo susekta, kad arti Žemės paviršiaus esą elektringų dalelių srautai atsiranda kameros aplinkoje esančiuose objektuose. Labai dažnai pastebimi ne pavieniai takai, bet jų grupės iš 2, 3 ir daugiau takų, ir vienos grupės takai išeina iš vieno taško (129 pav.). Taigi šie tyrimai parodė, kad tuos takus palieka Žemės atmosferoje kilęs spinduliavimas.



129 pav.

Todėl kosminiai spinduliai skirstomi į *pirminius*, skindančius iš kosmoso, ir *antrinius*, sukuriamus pirminių spindulių

Žemės atmosferoje. Tai patvirtina ir kosminių spindulių stiprumo kitimas, kylant aukštyn. Dideliame (daugiau kaip 50 km) aukštyje kosminio spinduliavimo stiprumas (kosminių dalelių skaičius) nebekinta. Ten turime tik pirminius kosminius spindulius. Labai aukštai oro atmosferos tankis yra tiek mažas, kad kosminiai spinduliai nebesąveikoja su atomais. Žemiau, orui tankėjant, nuo pirminių kosminių spindulių poveikio pradeda atsirasti antrinių dalelių. 15 km aukštyje pirminiai spinduliai jų sukuria daugiausia. Artėjant prie Žemės paviršiaus, antrinių dalelių skaičius mažėja, nes, orui tankėjant, jos ima stipriau absorbuotis.

Prie Žemės paviršiaus jonizaciją sukelia antriniai kosminiai spinduliai. Rosis tyrimais susekė, kad jie yra ne vienalyčiai, bet sudėti bent iš dviejų grupių. Didžiausia dalelių dalis esti sulaikoma 5—10 cm storio švino sluoksnio; tačiau kitos dalelės pereina ir per žymiai storesnius (jų dalis net iki 1 m) švino sluoksnius. Todėl kosminiai spinduliai skirstomi į *skvarbiuosius* ir *mažiau skvarbius kosminius spindulius*. Pirmieji dažnai vadinami *kietaisiais*, o antrieji — *minkštaisiais kosminiais spinduliais*.

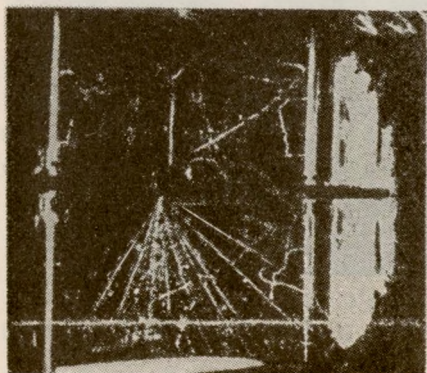
§ 74. KOSMINIŲ SPINDULIŲ BŪRIAI

Andersonas, įdėjęs į kondensacinę kamerą švino plokštelę, pastebėjo, kad iš plokštelės yra išmušamas visas būrys elektringų dalelių, kurios, perlėkusios kamerą, palieka grupę išeinančių iš vieno taško ir prasiskleidžiančių takų. Tuos *dalelių būrius* sukelia kosminiai spinduliai.

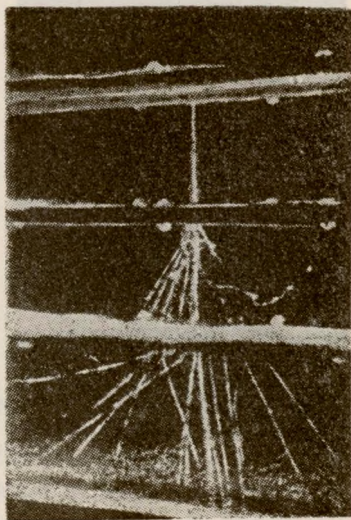
Pasitaiko *mažesnių* ir *didesnių spindulių būrių*; pirmuose jonizuojančių dalelių, taigi ir takų, skaičius $n < 20$, kai jie yra sukeliami švine, ir $n < 5$, — kai jie sukeliami aliuminyje. Kada dalelių skaičiai yra didesni už nurodytuosius, būriai laikomi didesniaisiais. 130 pav., *a*, matome vieno tokio didelio būrio takus. Didesnieji spindulių būriai sunkesnėse medžiagose sukeliami dažniau, negu lengvesnėse. Mažųjų būrių sukėlimo dažnumas beveik nepriklauso nuo medžiagos atominio svorio. Tyrimai rodo, kad spindulių būrius sukelia nejonizuojantieji kosminiai spinduliai, nes viršum plokštelės, iš kurios išlekia būrys, tako nematyti. Susidūrę su medžiagos atomais, jie sukelia branduolinę reakciją, kurios rezultatas ir yra dalelių būrys. Nustatyta,

kad būrį sudaro daugiausia lengvosios elektringos dalelės (elektronai ir pozitronai).

Kosminiai spinduliai, eidami per kelias švino plokšteles, sukelia vadinamuosius *kaskadinius būrius*. 130 pav., *b*, turime tokio būrio takų nuotrauką. Takų skaičius, praėjus pirmą (6 mm švino) plokštelę, padidėja iki 4, o perėjus antrą tokią plokštelę — dar 4 kartus. Šie 16 takų yra šiek tiek išsklaidomi trečioje (0,7 mm švino) plokštelėje.



a



b

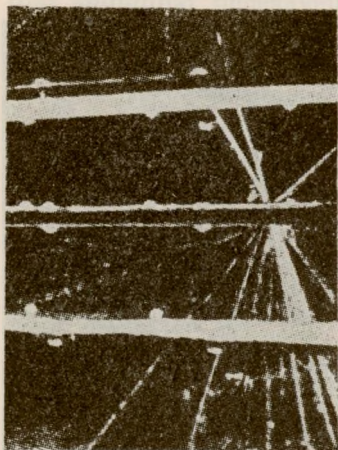
130 pav.

Be kaskadinių dalelių būrių, kartais gaunami *sprogimo pobūdžio būriai*. Tokį būrį rodo 131 pav. Čia kosminis spindulys, perėjęs pirmąją (6 mm) švino plokštelę, antroje sukelia visą spindulių būrį. Pagaliau apie didesnius spindulių būrius teikia žinių vadinamieji *Hofmano smūgiai* — jonizacijos kameroje stauga sukuriami daug ($10 \div 1000$) jonų. Tokį Hofmano smūgį matome 132 pav.

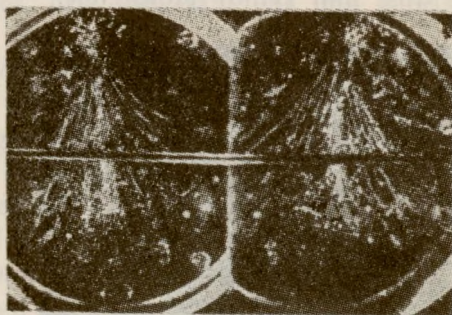
Mažųjų būrių tyrimas pagrįstas Rosio koincidencijų metodu. Rosis nustatė, kad keli trikampių padėti skaitikliai tik tuomet koinciduoja, t. y. visi vienu laiku atsako, kai juos pasiekia vieno to paties būrio dalelės.

Koincidencijų dažnumas priklauso nuo uždėtos viršum skaitiklių medžiagos, kurioje sukeliami dalelių būriai, sluoksnio storio. 133 pav. kreivės vaizduoja, kaip priklauso koincidencijų

skaičius nuo švino (kreivė Pb) ir geležies (kreivė Fe) sluoksnių storio. T žymi medžiagos sluoksnį, o skritulėliai rodo skaitiklių išdėstymą. Iš pradžių, medžiagos sluoksniui storėjant, koincidencijų, taigi ir būrių, skaičius didėja, pasiekia didžiausią reikšmę, esant švino sluoksnio storiui apie 1,5 cm, geležies — 4,5 cm, o toliau vėl mažėja. Vėlesnieji tyrimai parodė, kad, sluoksniams toliau storėjant, gaunama antra koincidencijų skaičiaus didžiausia



131 pav.



132 pav.

reikšmė (švine,— esant 17 cm, geležyje,— esant 30 cm sluoksnio storiui).

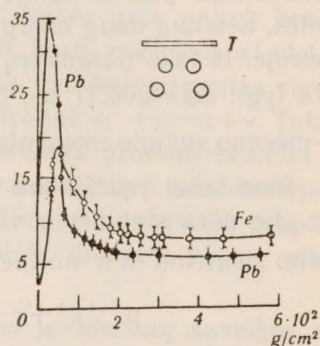
Apskritai, kosminių spindulių sukelti reiškiniai yra labai įvairūs ir sudėtingi. Tačiau pastaraisiais metais jie jau tiek ištirti, kad bandoma sudaryti apibendrintą, nors ir ne visai vienalytį, šių reiškinių vaizdą.

Kosminių spindulių būrių kitimas aiškinamas taip. Eidami pro medžiagą, labai didelės ($\sim 10^9$ eV) energijos kosminiai spinduliai (kvantai) dažniausiai sukuria dalelių porą — pozitroną ir elektroną. Tokios poros susidarymo efektyvusis skerspiūvis yra žymiai didesnis už fotoefekto ir Komptono efekto efektyviusis skerspiūvis (§ 57). Sukurtieji elektronai ir pozitronai, medžiaginėje aplinkoje stabdomi, išspinduliuoja fotonus, kurie sklinda dalelių judėjimo kryptimi. Šie kvantai (fotonai) savo keliu vėl sudaro dalelių poras, ir taip procesas visą laiką kaitaliojasi, o dalelių skaičius būryje visą laiką didėja. Dalelės dauginasi tol, kol jų energija sumažėja tiek, kad jonizavimo ener-

gijos nuostoliai pradeda žymiai viršyti radiacijos energijos nuostolius. Ore dalelių dauginimasis sustoja, kai jų energija sumažėja iki keleto milijonų elektronvoltų.

Dalelių skaičius būryje priklauso nuo pradinės elektronų energijos; kuo ji yra didesnė, tuo sukuriamas gausesnis dalelių būrys. Kai pirminių elektronų energija siekia iki $(10^7 \div 10^{10})$ eV, tai jų pradėtas dalelių būrys pasiekia Žemės paviršių, išsiplėsdamas plote iki 10^4 m².

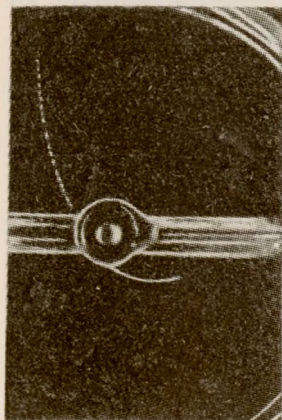
Būrių dalelės — elektronai, pozitronai bei fotonai (kvantai) ir sudaro kosminio spinduliavimo minkštuosius kosminius spindulius.



133 pav.

§ 75. KIETIEJI KOSMINIAI SPINDULIAI. μ -MEZONAI

Kietieji kosminiai spinduliai yra žymiai skvarbesni už minkštuosius. Todėl jie turi būti sudėti arba iš kitokios prigimties, arba iš tokių pat, kaip ir minkštieji, bet žymiai didesnės energijos dalelių. Teorinių ir eksperimentinių tyrimų išdavos rodo, kad kietųjų spindulių dalelės turėtų būti kitokios prigimties.



134 pav.

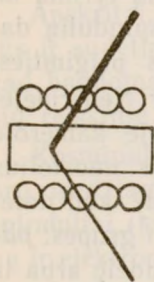
1937 m. Andersonas ir Nedermejeris, tirdami kondensacinėje kameroje kosminių dalelių energijos nuostolius platinos plokštelėje, parodė, kad daleles galima suskirstyti į dvi grupes: *pavienes daleles*, turinčias didelę arba ir mažą energiją (jos nedaug tenustoja energijos, praeidamos šią plokštelę), ir *būrių daleles*, kurios netenka žymios dalies energijos. Šie tyrimai parodė, kad kietojo spinduliavimo dalelės nėra nei elektronai, nei protonai, o jį sudaro nežinomos dalelės, kurių masė yra tarp elektrono ir protono masių. Tokios dalelės taką pirmą kartą

pastebėjo Andersonas ir Nedermejeris 1938 m. kondensacinėje kameroje, patalpintoje magnetiniame lauke. Dalelė buvo pavadinta μ -mezonu, arba *mionu*. 134 pav. matome jos sudarytą taką kameroje. Turėdamas didelę energiją, μ -mezonas skrieja iš viršaus; praeidamas padėto kameros viduryje valdomojo skaitiklio sienelės, netenka daug energijos, ir jo takas nutrūksta pačioje kameroje. Iš tako parametrų buvo surasta μ -mezonų masė m , kuri yra lygi: $m_{\mu} = 206,77 m_e$; čia m_e yra nejudančio elektrono masė. μ -mezonų sukinio momentas $s = \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$.

Šiuo laiku yra žinomi teigiami ir neigiami μ -mezonai: μ^+ ir μ^- . Jie nėra stabilūs ir virsta pozitronu bei elektronu, emituodami neutriną ν ir antineutriną $\bar{\nu}$:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \quad \text{ir} \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}.$$

μ^+ gyvavimo trukmė nepriklauso nuo aplinkos ir yra lygi $\tau_{\mu^+} = 2,212 \cdot 10^{-6}$ s; τ_{μ^-} priklauso nuo aplinkos ir kinta nuo $2 \cdot 10^{-6}$ iki $7 \cdot 10^{-8}$ s. Lėtųjų μ -mezonų virtimui ir gyvavimo trukmei iširti naudojamas vadinamasis „pavėlavusių sutapimų“ metodas. Du skaitikliai įjungiami į radiotechninę schemą, kuri gali atskirti atvejus, kada vienas skaitiklis išsielektrina vėliau, negu kitas. Net lėtųjų mezonų greičiai yra labai dideli ir lyginami su šviesos greičiu, todėl kietųjų ir minkštųjų spindulių dalelės per-



135 pav.

lekia per abu skaitiklius beveik tuo pačiu akimirksniu. Impulsų pavėlavimas stiprintuve parenkamas toks, kad aparatūra neužregistruoja, kai dalelės perlekia tiesiogiai per abu skaitiklius. Impulsas užregistruojamas tik tada, kai mezonas, pralėkęs vieną skaitiklį (135 pav.), sulaikomas padėtame tarp skaitiklių filtre ir suskyla, o atsiradęs, mezonui suskilus, elektronas arba pozitronas perlekia per kitą skaitiklį. Mezonų skilimams tirti impulsų poslinkis skaitikliuose yra apie 1 s. Pavėlavusių sutapimų metodu galime iširti ir ypatybes dalelių, kuriomis virsta μ -mezonas.

Tyrimo duomenys parodė, kad teigiamas bei neigiamas μ -mezonas pavirsta pozitronu bei elektronu ir 2 neutrinais.

Kietųjų kosminių spindulių μ -mezonai, skriedami tankioje aplinkoje, nespėja suskilti, bet, savo energiją sunaudoję joniza-

vimui, greit lėtėja ir net visai sustoja. Teigiamo elektros krūvio μ^+ -mezonai, susidūrę su atomų branduoliais, yra atstumiami ir, būdami laisvi, suskyla. Sulėtėjęs neigiamas μ^- -mezonas, kai jo greitis pasiekia tam tikrą reikšmę, pagaunamas artimiausio atomo branduolio elektrinio lauko ir toliau juda aplink branduolį orbita, kurios radiusas yra m_μ/m_e kartų mažesnis už elektrono orbitą. Judėdamas tokia orbita, jis gali būti pagautas vieno iš branduolio protonų, susidarant neutronui: $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$. Tokio pagavimo tikimybė turėtų būti proporcinga protonų skaičiui Z ir branduolio tūriui Z^3 (tikimybei mezonui įtilpti branduolyje). Taigi neigiamų mezonų pagavimo tikimybė turėtų būti proporcinga Z^4 , atseit, turėtų smarkiai didėti, didėjant atomų eilės numeriui.

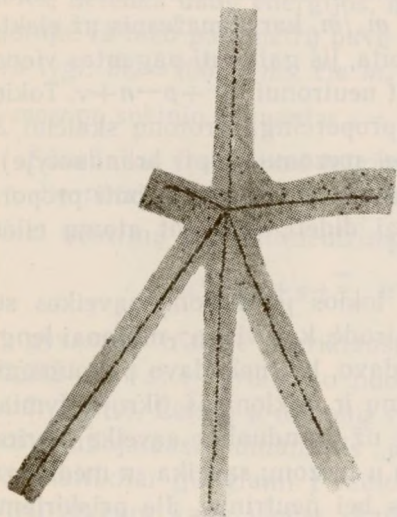
Tačiau tyrimai nepatvirtino tokios μ^- -mezonų sąveikos su atomų branduoliais teiginių. Pasirodė, kad visi μ^- -mezonai lengvesnių elementų filtruose suskildavo, bet nebūdavo pagaunami. Vadinasi, sąveika tarp μ^- -mezonų ir nuklonų iš tikrųjų žymiai (apie $10^{15} \div 10^{16}$ kartų) silpnesnė už branduolinę sąveiką, kurios trukmė yra $10^{-22} \div 10^{-23}$ s. Silpna μ -mezonų sąveika su medžiaga daro juos panašius į elektronus bei neutrinus. Jie priskiriami prie silpnos sąveikos dalelių — *leptonų*.

Labai silpnos sąveikos tarp μ -mezonų ir nuklonų reiškinys iškėlė μ -mezonų susidarymo mechanizmo klausimą. μ -mezonai nėra pirminės kosminių spindulių dalelės, nes yra nestabilūs. Alichanovo, Alichaniano ir kt. tyrimai parodė, kad μ -mezonai susidaro aukštuose atmosferos sluoksniuose, skylant kažkurioms kitoms dalelėms, bet ne sąveikojant didelės energijos dalelėms su branduoliais. Gausūs skvarbiojo spinduliavimo sudėties tyrimai prie Žemės paviršiaus bei nedideliuose aukščiuose parodė, kad šį spinduliavimą daugiausia sudaro μ -mezonai, o kosminių spindulių barometrinio bei temperatūrinio efektų tyrimas,— kad tuos efektus sukelia ne kosminių spindulių absorbcija atmosferoje, bet μ -mezonų skilimas.

§ 76. ŽVAIGZDĖS. π -MEZONAI

Tiriant kosminius spindulius storasluoksnių fotoplokštelių metodu, buvo susekta, kad kosminių spindulių dalelės sukelia ypatingus branduolių skilimus. Toks vienas skilimas pavaizduo-

tas 136 pav. Iš vieno centro, matyt, Br arba Ag atomo, į visas puses išlekia 6 stipriai jonizuojančios dalelės. Tokie skilimai vadinami „žvaigždėmis“. Paprastai sudarančių žvaigždes takų skaičius nedidelis, nors kartais jis siekia 100 ir daugiau. Tokios



136 pav.

žvaigždės susidaro tada, kai kosminių spindulių suskaldyto branduolio dalelės sukelia aplinkinių branduolių skilimą.

Iš daugelio tyrimų susekta, kad dauguma dalelių, sukeliančių žvaigždinius branduolių skilimus, yra stipriai jonizuojančios ir labai skvarbios ((10÷20) cm storio švino sluoksnį jos pereina beveik visai neabsorbuojamos). Taigi jos nėra nei fotonai, nei elektronai. Žvaigždžių skaičiaus kitimas, kintant aukščiui, rodo, kad tos dalelės nėra ir kietųjų spindulių μ -mezonai, neutronai bei protonai.

Be to, buvo susekta, kad žvaigždės sukelia skylančios nežinomos dalelės. Pouelis ir jo bendradarbiai aptiko naujos dalelės taką fotoplokštelėje (137 pav.). Paaiškėjo, kad yra dviejų rūšių mezonai: lengvesnieji μ -mezonai ir sunkesnieji π -mezonai, arba *pionai*. Pastarųjų masė $m_\pi = 273,2 m_e$.

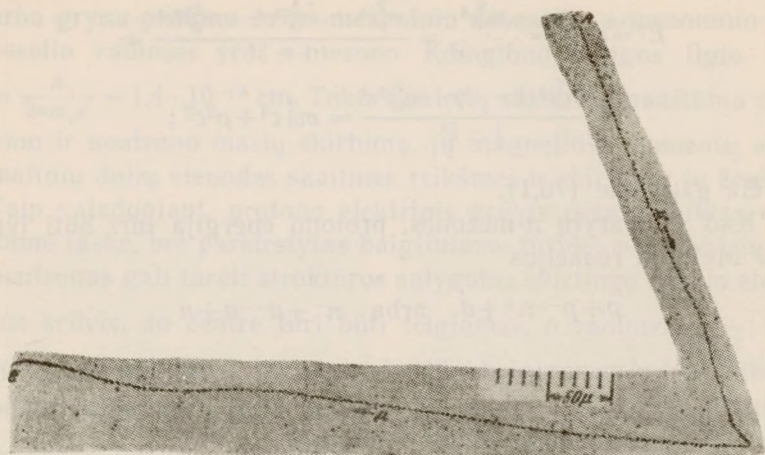
π -mezonai gali būti teigiami π^+ ir neigiami π^- . Jie yra nestabilūs ir virsta μ -mezonais, emituodami neutriną bei antineutriną;

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \quad \text{ir} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}.$$

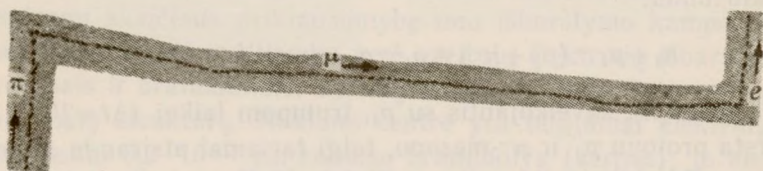
Tokį vadinamąjį (π - μ - e)-skilimą vaizduoja 138 pav. takai. π -mezonų gyvavimo trukmė $\tau_\pi = 2,55 \cdot 10^{-8}$ s.

Branduolinius skilimus sukelia π^- -mezonai, stipriai sąveikodami su branduoliais. Jų sąveikos trukmė yra 10^{-23} s eilės. Jie pasižymi didele pagavimo tikimybe. π^+ -mezonas, turėdamas tei-

giamą krūvį, negali priartėti prie branduolio ir suskyla. π^- -mezonas kaip ir μ^- -mezonas, gali sudaryti mezatomą; jis pagaunamas į K -orbitą.

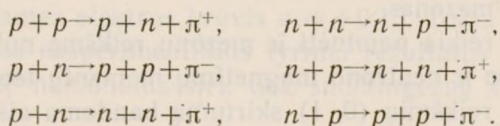


137 pav.



138 pav.

π -mezonus aptinkame ne tik kosminiuose spinduliuose, bet juos galime gauti, daužydami didelės energijos dalelėmis įvairius taikinius. Jie susidaro, sąveikojant dviem nuklonams, tokiose reakcijose:



Šiose reakcijose yra išlaikomi ne tik energijos ir impulso, bet ir branduolinio bei elektrinio krūvio dėsniai. Energijos išsilaišymo dėsnį branduolinėse reakcijose paprastai išreiškiame taip:

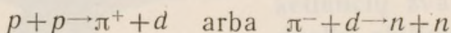
$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4 = \text{invariant}; \quad (76,1)$$

čia m_0 yra dalelių ramybės masė, p — jų impulsas, $p = mv = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ (čia $\beta = \frac{v}{c}$). Pagal reliatyvumo teoriją $E = mc^2$, taigi

$$\begin{aligned} E^2 = m^2 c^4 &= \frac{m_0^2 c^4}{1 - \beta^2} = \frac{m_0^2 c^4 + m_0^2 \beta^2 c^4 - m_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = \\ &= \frac{m_0^2 c^4 (1 - \beta^2) + m_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = m_0^2 c^4 + p^2 c^2; \end{aligned}$$

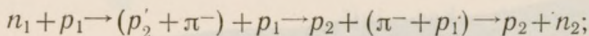
iš čia gauname (76,1).

Kad susidarytų π -mezonas, protono energija turi būti lygi 300 MeV. Iš reakcijos



išeina, kad π -mezonų sukinio momentas $s=0$, jų lyginumas yra neigiamas. Nulinio sukinio ir neigiamo lyginumo elementariosios dalelės vadinamos *pseudoskaliarais*.

π -mezonai yra branduolinės aktyviosios dalelės, tapatingos Jukavos numatytoms dalelėms. Jie perkelia branduolinę sąveiką tokiu būdu:



neutronas n_1 , sąveikojantis su p_1 , trumpam laikui ($\Delta t \approx 10^{-23}$ s) virsta protonu p_2' ir π^- -mezonu, taigi tariamai atsiranda π^- -mezonas. Iki skilimo jis gali pereiti $1,4 \cdot 10^{-13}$ cm kelią, taigi atsидurti prie gretimo protono ir jį paversti neutronu n_2 . Taip sąveikodami, protonas ir neutronas neva pasikeičia elektros krūviu, jo nešėju yra branduolinis kvantas — π^- -mezonas. Panašiai veikia ir π^+ -mezonas. Sąveiką tarp vienujų nuklonų, o taipgi skirtingų nuklonų nepamaininės sąveikos dalį turėtų sukelti neutralus π^0 -mezonas.

Pagaliau reikia paminėti ir mezonų reikšmę nuklonų struktūrai. Protono ir neutrono magnetinių momentų teorinių ir eksperimentinių reikšmių (0, 1) skirtumą bandoma aiškinti nuklonų sudėtinga struktūra: nuklonas kurį laiką esti sudėtas iš gryno (idealizuoto) nuklono ir π -mezoninio debesėlio. Šitaip aiškinant nuklonų struktūrą iš dalies buvo remiamasi tariamai emituojamaisiais π -mezonais, kuriais aiškinamas branduolinių jėgų pobūdis. Pagal šį aiškinimą fizikinis protonas esti tam

tikrą laiką grynu protonu su π^0 -mezoniniu debesėliu, o visą kitą laiką — grynu neutronu su π^+ -mezoniniu debesėliu. Panašiai ir fizikinis neutronas esti arba grynu neutronu su π^0 -mezoniniu, arba grynu protonu su π^- -mezoniniu debesėliu. π -mezoninio debesėlio radiusas yra π -mezono Komptono bangos ilgio $\lambda = \frac{h}{2\pi m_\pi c} = 1,4 \cdot 10^{-13}$ cm. Tokia nuklonų struktūra paaiškina protono ir neutrono masių skirtumą, jų magnetinių momentų anomalinių dalių vienodas skaitinės reikšmės ir skirtingą jų ženklą. Taip vaizduojant, protono elektrinis krūvis nėra sutelktas viename taške, bet paskirstytas baigtiniame tūryje; o neelektringas neutronas gali turėti struktūros sąlygotus skirtingo ženklų elektros krūvis. Jo centre turi būti teigiamas, o radiuso $\frac{h}{2\pi m_\pi c}$ sferoje paskirstytas tokio pat dydžio neigiamas krūvis. Todėl nuotolyje $r < \frac{h}{2\pi m_\pi c}$ tarp elektrono ir neutrono turėtų pasireikšti traukos sąveika.

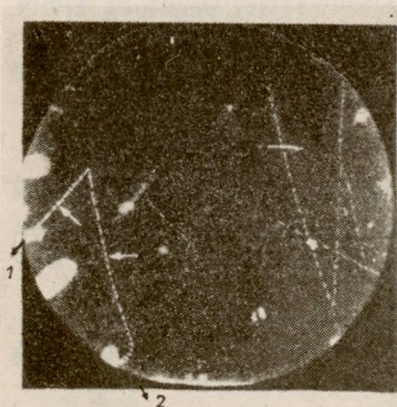
Pirmuosius elektrono ir neutrono sąveikos tyrimus darė Fermis. Jis švitino ksenoną šiluminiais neutronais ir tyrė išbarstytų neutronų skaičiaus priklausomybę nuo išbarstymo kampo. Vėliau Hofšadteris ir Vilsonas tyrė greitųjų elektronų išbarstymą protonais ir branduoliais. Tyrimų duomenys rodo, kad nuklonai turi tokią struktūrą. Nuklono centre yra teigiamai elektringas apytiksliai $0,2 \cdot 10^{-13}$ cm radiuso branduolys (kėrnas); jo elektros krūvis $e_K \approx +0,35 e$. Radiuso $r_v \approx 0,8 \cdot 10^{-13}$ cm srityje yra paskirstytas vektorinis mezoninis debesėlis (elektros srovė, sukeliamą „sukantis“ elektringiems π -mezonams apie gryną nukloną), kurio krūvis e_v apytiksliai yra lygus $\pm 0,5 e$ (priklausomai nuo to, kas yra nuklonas: ar protonas, ar neutronas). Pagaliau srityje $r_s \approx 1,45 \cdot 10^{-13}$ cm paskirstytas skaliarinio debesėlio pavidalu teigiamas elektros krūvis $e_s \approx +0,15$. Tokiu būdu, nuklonų struktūros eksperimentinius tyrimo rezultatus galime išaiškinti, suteikę nuklonams šiek tiek sudėtingesnę struktūrą.

§ 77. KEISTOSIOS DALELĖS

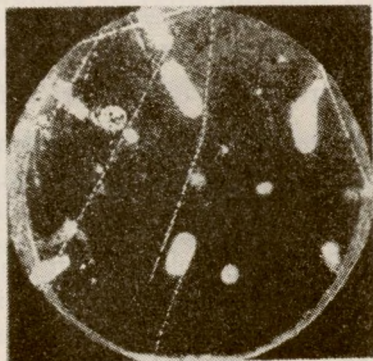
Pastaraisiais metais daugelis tyrinėtojų kondensacinėje kameroje stebėjo takus, kurių negalima buvo priskirti jau žinomiems elementariosioms dalelėms. Pirmasis toks V formos takas

buvo pastebėtas 1947 m. prie Žemės paviršiaus, 1951 m.—2867 m aukštyje (139 pav.). Šių takų analizė rodo, kad jį palieka nejonizuojanti dalelė, kuri virsta π - arba μ -mezonu. Šios nejonizuojančios dalelės buvo pavadintos V^0 -dalelėmis. Dabar jų žinoma dvi rūšys: V_1^0 ir V_2^0 .

V_1^0 -dalelė, kitaip Λ^0 , skyla taip: $V_1^0 = \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- + Q$, $Q = 37$ MeV. Stebėtas ir toks skilimas: $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0 + Q$ ($Q =$



139 pav.



140 pav.

$=40$ MeV), o labai retais atvejais $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$. Λ^0 -dalelės masė $m_{\Lambda^0} = 2182,2 m_e$, todėl ji yra hiperonas (jos masė yra didesnė už protono arba neutrono masę). Jos gyvavimo trukmė $\tau_{\Lambda^0} = 2,51 \cdot 10^{-10}$ s.

V_2^0 -dalelė kitaip vadinama Θ^0 -mezonu. Ji virsta dviem π -mezonais: $\Theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + Q$; $Q = 220$ MeV. Θ^0 -dalelės masė $m_{\Theta^0} = 965 m_e$, gyvavimo trukmė $\tau_{\Theta^0} \approx 10^{-10}$ s.

Kondensacinėje kameroje buvo stebėti ir buko kampo V formos takai (140 pav. takai 1 ir 2). Manoma, kad tokios formos taką palieka elektringa dalelė, virstanti viena elektringa arba viena elektringa ir keliomis neutraliomis dalelėmis. Šios rūšies nestabilios dalelės buvo pavadintos τ -mezonais; jos kartais vadinamos K -mezonais. Paprasčiausia τ -mezono skilimo schema tokia: $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^+ + \pi^-$. τ -mezono masė $m_\tau = 966 m_e$, jo gyvavimo trukmė $\tau_\tau = 10^{-8}$ s.

1949 m. Pouelis ir jo bendradarbiai 3500 m aukštyje aptiko fotoplokštelėje naują įdomų takų išdėstymą, pavaizduotą 141 pav. Palikusi ilgą taką, τ -dalelė skrieja link A , kur ji, matyt, suskyla; susidariusios dalelės palieka takus a , b ir π . Taške B π -dalelė sudaro du naujus takus c ir d . Taške A dalelė, sudaranti taką π , yra lėtasis π^- -mezonas, kuris taške B sukelia paprastąjį branduolio skilimą. Takai a ir b priklauso arba π -, arba μ -mezonams. Todėl manoma, kad taške A τ -mezonas virsta trimis π -mezonais arba vienu π -mezonu ir dviem μ -mezonais.

1951 m. buvo aptiktas ir χ -mezonas; jis virsta μ -mezonu ir 2 neutraliomis dalelėmis: $\chi^+ \rightarrow \mu^+ + \pi^0 + \nu$; $Q = 250$ MeV. Jo masė $m_{\chi^+} = 966 m_e$. Vėliau buvo pastebėti tokie mezonai:

$$\tau^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0, \quad Q = 75 \text{ MeV};$$

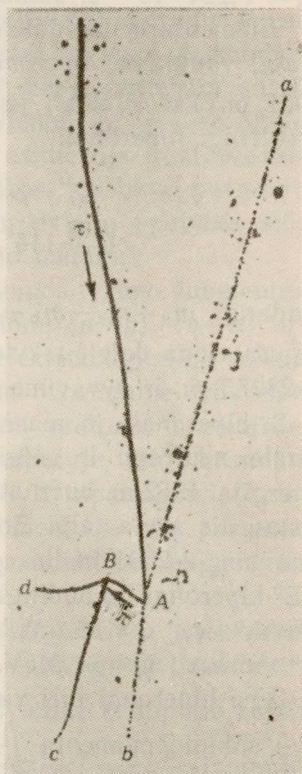
$$\Theta^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0, \quad Q = 220 \text{ MeV};$$

$$\chi^0 \rightarrow \mu^\pm + \pi^\mp + \nu, \quad Q = 250 \text{ MeV}.$$

Jų masė yra tarp 965 ir 970 m_e .

Sie visi mezonai paprastai vadinami K -mezonais. Jie visi virsta kitomis elementariosiomis dalelėmis, kurios turi beveik vienodas mases ir gyvavimo trukmes. Galima būtų K -mezonus laikyti viena ir ta pačia, tik įvairiai skalia dalele, kurios masė $m \approx (965 \div 966) m_e$, sukinio momentas $s = 0$ ir gyvavimo trukmė $\tau = 10^{-8}$ s. Tačiau toks teigimas prieštarautų lyginumo išsilaikymo dėsniui, pagal kurį kairės ir dešinės dalelių skilimo lygties pusės lyginumas turi būti toks pat.

Lyginumo išsilaikymo dėsnis buvo iškeltas 1925 m. ir jis plačiai taikomas, tiriant branduolių lygius ir skirstant juos pagal momento reikšmes ir lyginumą. Tačiau dabar, taikant šį dėsnį, susiduriama su žymiais sunkumais. 1957 m. Li ir Jangas pasiūlė



141 pav.

τ - ir Θ -daleles laikyti tikrai tapatingomis, atsisakant nuo lyginimo išsilaikymo, joms virstant kitomis dalelėmis. Atsisakius nuo lyginimo išsilaikymo dėsnių, K -mezonus taipgi galime laikyti viena dalele, kurios masė $m_K = 966,6 m_e$, gyvavimo trukmė $\tau_K = 1,224 \cdot 10^{-8}$ s, sukinio momentas $s = 0$.

Elementariąsias daleles, kurių masė yra didesnė už protono masę, vadiname *hiperonais*. Pirmasis hiperonas buvo aptiktas 1951 m. Tai $V_1^0 \equiv \Lambda^0$; jis yra neutralus. 1958 m. buvo susekti elektringi hiperonai:

$$\Sigma_1^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad \text{ir} \quad \Sigma_2^+ \rightarrow n + \pi^+,$$

$$Q_1 = 116 \text{ MeV}, \quad Q_2 = 110 \text{ MeV}.$$

Kadangi $m_n + m_\pi - m_p - m_{\pi^0} = 6 \text{ MeV}$, tai laikoma, kad Σ_1^+ ir Σ_2^+ yra viena dalelė, skylanti įvairiais būdais. Jos masė $m_{\Sigma^+} = 2327,7 m_e$ ir gyvavimo trukmė $\tau_{\Sigma^+} = 0,8 \cdot 10^{-10}$ s. Buvo atrastas ir Σ^- -hiperonas; jo masė $m_{\Sigma^-} = 2340 m_e$, $\tau_{\Sigma^-} = 1,6 \cdot 10^{-10}$ s. Jis virsta neutronu ir neigiamu pionu, išlaisvindamas 117 MeV energiją. 1952 m. buvo atrastas kaskadinis Ξ^- - (ksi minus) hiperonas. Jis skyla taip: $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$, $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$; $Q = 67 \text{ MeV}$. Jo masė $m_{\Xi^-} = 2585 m_e$ ir $\tau_{\Xi^-} = 1,2 \cdot 10^{-10}$ s. Dabar yra žinomi Σ^0 - ir Ξ^0 -hiperonai. Jų būdingi dydžiai: $m_{\Sigma^0} = 2332 m_e$, $(\tau_{\Sigma^0}) < 10^{-11}$ s; $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$; $Q = 76 \text{ MeV}$. $m_{\Xi^0} \approx 2570 m_e$, $\tau_{\Xi^0} = 1,5 \cdot 10^{-10}$ s; $\Xi^0 \rightarrow \pi^0 + \Lambda^0$; $Q = 61 \text{ MeV}$.

Visi hiperonai turi vienetinį branduolinį krūvį ($y = 1$) ir pusinį sukinio momentą $\left(\frac{1}{2}\right)$.

1953 m. Danišas ir Pnevskis pastebėjo fotoemulsijoje nestabilaus branduolio taką; šiame branduolyje vieno neutrono vietą užėmė Λ^0 -hiperonas (Λ^0 -boro branduolys). Tokie branduoliai vadinami *hiperfragmentais* (branduolinėmis nestabiliomis skeveldromis), arba *hiperbranduoliais*. Hiperfragmento tako gale yra žvaigždė, kuri rodo, kad hiperfragmentas suskyla, išskirdamas nemažą energijos kiekį; pvz., ${}_{\Lambda^0}\text{He}_2^4 \rightarrow \text{He}_2^3 + p + \pi^-$, $Q = 44 \text{ MeV}$. Yra žinomi H_1^3 , H_1^4 , He_2^4 , He_2^5 , Li_3^7 , Be_4^9 , C_6^{13} ir kt. hiperfragmentai. Sunkieji hiperfragmentai skyla, neemituodami mezono; tuomet jų išlaisvintoji energija yra apie 140 MeV ($m_\pi c^2$) didesnė. Įvairių hiperfragmentų gyvavimo trukmė yra tarp 10^{-11} ir 10^{-10} s.

K -mezonų ir hiperonų ypatybės yra labai keistos ir kartais prieštaraujančios viena kitai. Pvz., K -mezonų ir hiperonų gyvavimo trukmė ($10^{-8} \div 10^{-10}$) s yra žymiai ilgesnė už branduolinių procesų trukmę ($10^{-22} \div 10^{-23}$) s. Taigi jie turėtų būti pasyviomis branduolinėmis dalelėmis, tačiau virsta aktyviomis. Jie susidaro grupėmis po 2 ir daugiau (toks dalelių atsiradimas vadinamas bendru jų gimimu), bet pastebėtos ne visos jų kombinacijos; susektos poros Λ^0 ir Θ^0 , Σ^- ir K^+ , bet nepastebėta, susidarant dviejų Λ^0 ($n+n \rightarrow \Lambda^0 + \Lambda^0$) arba vienos Λ^0 ($n+n \rightarrow \Lambda^0 + n$). Be to, nustatyta K^+ ir K^- susidarymo asimetrija ir kt. Kadangi šių dalelių ypatybės yra labai savotiškos, jos buvo pavadintos *keistosiomis dalelėmis*. Dabar keistųjų dalelių ypatybės siejamos ir apibūdinamos izotopinio sukinio metodu.

Remiantis nuklonų išbarstymo nuklonais tyrimo duomenimis, buvo iškeltas teiginys, kad dviejų nuklonų ($p-p$), ($n-n$) arba ($n-p$) sąveika, neatsižvelgiant į jų elektromagnetinę sąveiką, branduolyje yra tapatinga, esant jiems vienodame erdviniam ir sukininiame būvyje. Pagal šį teiginį protonas ir neutronas pasižymi vienodomis ypatybėmis branduolyje, taigi branduolinės sąveikos požiūriu juos galime laikyti tapatingomis dalelėmis. Jų masės, krūvio, magnetinio momento ir kitų parametrų skirtumas iškyla tik tada, kai šalia branduolinės nagrinėjama ir jų elektromagnetinė sąveika.

Abu nuklonus galime apibūdinti vienu ir tuo pačiu kvantinės mechanikos vektoriniu dydžiu — *izotopiniu sukinio* $\mathbf{T}$, $T = \frac{1}{2}$. Jų skirtingą elektros krūvį pažymime izotopinio sukinio projekcijos tam tikra kryptimi reikšmėmis $T = \pm \frac{1}{2}$. Izotopinio sukinio $\mathbf{T}$ projekcijos reikšmių skaičius $2T+1$ nusako turinčių tokį pat izotopinį sukinį dalelių skaičių. Kai $T = \frac{1}{2}$, $2T+1=2$. Atseit, protonas ir neutronas sudaro *nukloninį*, arba *krūvinį dubletą*: jų masė yra beveik vienoda, bet jie turi skirtingą krūvį.

Izotopinį sukinį galime priskirti ir π -mezonams. Jų sukinio momento reikšmė $T=1$, projekcijos reikšmių skaičius $2T+1=3$ ($+1, 0, -1$), nes momentas gali būti nukreiptas lygiagrečiai, (π^+), statmenai (π^0) ir antilygiagrečiai (π^-) elektromagnetiniam laukui. Atseit, π -mezonai sudaro *krūvinį tripletą*.

Izotopinio sukinio ir krūvinio multipletų vaizdinys iškelia tokią nuklonų ir π -mezonių skirtumą. Nuklonai sudaro krūvinį multipletą (dubletą) su vidutiniu krūviu $+\frac{1}{2}$, o π -mezonai — (tripletą) su vidutiniu nuliniu krūviu.

Naudojantis izotopinio sukinio sąvoka, eksperimentiškai nustatytą branduolinių jėgų nepriklausomumą nuo elektros krūvio dėsnį galime išreikšti izotopinio sukinio branduolinėse sąveikose išsilaikymo dėsniu. Sąveikos pobūdis priklauso tik nuo viso izotopinio sukinio momento, bet nepriklauso nuo jo projekcijos reikšmių. Izotopinio sukinio išsilaikymo dėsnį kiekybiškai taip išreiškiamo. Pažymėkime elementariosios dalelės elektros krūvį z , jos branduolinį krūvį — y ir izotopinio sukinio momento projekciją T_z , tada $z = T_z + \frac{y}{2}$, o vidutinis elektros krūvis $\bar{z} = \frac{y}{2}$. Protono $z = +1$, $T_z = +\frac{1}{2}$, $y = 1$, taigi $1 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$.

Norėdami išaiškinti keistųjų dalelių ypatybes, 1953 m. Helmanas ir Nisidzima pasiūlė apibendrinti izotopinio sukinio momento invariantiškumo principą, pritaikant jį K -mezonams ir hiperonams. Apibendrintas izotopinio sukinio išsilaikymo dėsnis išreiškiamas taip: $z = T_z + \frac{y+S}{2}$, čia $S = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. To paties multipletų nariai turi tokį pat S ; atskirų multipletų S gali būti skirtingas. Paprastųjų dalelių (nuklonų ir π -mezonių) $S = 0$, o keistųjų — $S \neq 0$. Todėl dydis S vadinamas *dalelių keistumu*.

Paprastai dalelių grupę apibūdiname jos vidutiniu elektros krūviu ir multipletiškumu. Kaip jau minėjome, nuklonas yra dubletas su vidutiniu krūviu $+\frac{1}{2}$. Dalelę, kurios izotopinis sukinio momentas ir vidutinis krūvis yra lygūs nuliui, vadiname *singuletu*. Singuleto vidutinis krūvis yra per pusę mažesnis už nuklono dubleto vidutinį krūvį, taigi paslinkęs $-\frac{1}{2}$ krūvio vieneto. Dalelės keistumą nusako dvigubo dydžio poslinkis, laikant nuklono keistumą lygiu nuliui. Tada singuleto keistumas būtų lygus -1 . Tripleto su vidutiniu nuliniu krūviu keistumas lygus -1 . Tokį tripletą sudaro π -dalelės. Sunkiųjų dalelių dubletą, paslinkusį visu krūvio vienetu (nuo $+\frac{1}{2}$ iki $-\frac{1}{2}$), taigi

keistumo -2 , turi dalelių pora su krūviais -1 ir 0 . Tokia pora yra Ξ^- ir Ξ^0 .

Keistųjų dalelių susidarymo, jų išbarstymo bei absorbcijos procesuose, priskyrus juos prie stiprios sąveikos, išsilaiko izotopinio sukinio momentas. Antra vertus, stipriose bei elektromagnetinėse sąveikose išsilaiko elektrinis krūvis. Taigi šiuose procesuose turi išsilaikyti ir keistumas, atseit, stipraus proceso lygties kairės pusės keistumas turi būti lygus dešinės lygties pusės keistumui. Pvz., galimi tokie keistųjų dalelių atsiradimo procesai:

$$\begin{array}{l} \pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0, \\ p + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+ + p, \\ \pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-. \end{array} \quad S = \begin{cases} 0+0=-1+1, \\ 0+0=-1+1+0, \\ 0+0=+1-1. \end{cases}$$

Tačiau yra uždraustas keistumo išsilaikymo dėsnio toks Σ^+ atsiradimo procesas:

$$\pi^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^+, \text{ nes } S=0+0 \neq -1-1=-2.$$

Iš keistumo išsilaikymo dėsnio išplaukia tokios dvi svarbios išvados: 1) sąveikojant paprastosioms dalelėms (nuklonams ir π -mezonams), greituose procesuose tegali susidaryti 2 ir daugiau keistųjų dalelių, kurių bendras keistumas lygus nuliui; 2) keistoji dalelė negali greitai virsti paprastosiomis dalelėmis. Keistumo išsilaikymo dėsnis panaudojamas, tiriant keistųjų dalelių atsiradimo, absorbcijos bei išbarstymo procesus.

§ 78. ANTIDALELĖS, ANTIMEDZIAGA

Elementariųjų dalelių tyrimai parodė, kad kiekvieną elementariąją dalelę atitinka *antidalelė*. Jau kalbėjome (§ 54), kad elektrono antidalelė yra pozitronas, kurį 1932 m. Andersonas aptiko kosminiuose spinduliuose. Vėliau tuose spinduliuose buvo atrastos ir kitų elementariųjų dalelių antidalelės.

1955 m. Segrė, Čemberlėnas ir kt., daužydami bevatrono (protonų greitintuvo) kameroje vario taikinį ($4,3 \div 6,2$) GeV energijos protonais, atrado *antiprotoną*. Antiprotonas, kaip ir protonas, yra stabilus.

Antineutronas buvo atrastas 1956 m., daužant berilio taikinį 6,2 GeV protonais. Antineutronai susidaro, antiprotonams sąveikojant su nuklonais: $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n$ ir $\bar{p} + n \rightarrow \bar{n} + n + \pi^-$. Antineutronai skyla taip: $\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^+ + \nu$; jų gyvavimo trukmė $\tau_{\bar{n}} = \tau_n = 17$ min. Kitos antinuklonų savybės yra tokios. Antinuklonų masė $m_{\bar{N}} = m_N$; jų sukinio momentas $s_{\bar{N}} = \frac{1}{2}$, branduolinis krūvis $y = -1$; magnetinis momentas $\mu_{\bar{N}} = -\mu_N$, keistumas $S = 0$.

Antinuklonai susidaro, susidūrus dviem nuklonams ($N + N \rightarrow 3N + \bar{N}$) arba π -mezonui su nuklonu ($\pi + N \rightarrow 2N + \bar{N}$). Antrosios reakcijos energijos slenkstis (3,6 GeV) yra žemesnis už pirmosios (5,6 GeV). Jei antinuklonai susidaro branduolyje, tai jų susidarymo energijos slenkstis pažemėja *fermine* (nuklonų judėjimo branduolyje) energija (apie 25 MeV). Antinuklonų sąveikos su nuklonais ($\bar{p}-p$) arba ($\bar{p}-n$) skerspiūvis, turint kelių gigoelektronvoltų energiją, yra lygus arba žymiai viršija nuklonų sąveikos skerspiūvius. Antinuklonai, susidūrę su nuklonais, anihiliuojasi, išlaisvindami $2m_N c^2$ energiją. Jiems anihiliuojantis, susidaro π^- (95%) ir K^- (5%) mezonai, vidutiniškai apie 5 mezonus, turinčius apie 250 MeV energiją. Silpna π -mezonų absorbcija rodo, kad anihiliacija vyksta branduolio plokštumoje paviršiniame sluoksnyje, sąveikojant antinuklonams su paviršinio sluoksnio nuklonais.

Pagal elementariųjų dalelių simetrijos principą gamtoje turėtų egzistuoti ir *antihiperonai*, kurių masė, sukinio momentas ir gyvavimo trukmė turėtų būti lygūs hiperonų atitinkamiems dydžiams, o jų keistumo, branduolinio ir elektrinio krūvio ženklai, magnetinio momento kryptis ir sujungtinės skilimo schemos — priešingi. Antihiperonų atsiradimo procesai turėtų būti panašūs į antinuklonų susidarymo procesus, tik jų energijos slenkščiai turėtų būti žymiai aukštesni, nes antihiperonų masės yra didesnės. Pvz., $\bar{\Lambda}^0$ -dalelei sudaryti reikia (1÷1,5) GeV daugiau energijos, kaip antinuklonui susidaryti; proceso $N + N \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + \Lambda^0 + 2N$ mažiausia energija $E_{min} = 7,1$ GeV, o proceso $\pi + N \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + \Lambda^0 + N$, $E_{min} = 4,7$ GeV.

Dabar eksperimentiškai surasti beveik visi antihiperonai. Pvz., antilambda ($\bar{\Lambda}^0$) hiperonas susidaro reakcijoje $\pi^- + p \rightarrow$

$\bar{\Lambda}^0 + \Lambda^0 + n$ ir virsta $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$. 1960 m. Jungtiniame branduolinių tyrimų institute (Dubne) buvo surastas antisigma minus ($\bar{\Sigma}^-$) hiperonas, kuris virsta antineutronu ir teigiamu pionu: $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n} + \pi^+$. Tais pat metais buvo atrastas ir $\bar{\Sigma}^0$ -hiperonas, o 1962 m. pastebėtas antiaksi minus ($\bar{\Xi}^-$) hiperonas.

Neutralios (neelektringos) dalelės taipgi turi antidaleles. Pastarosios yra dvejopos: *tapatingos* dalelėms (tikrai neutralios) ir *skirtingos*. Prie pirmosios grupės priskiriami $\bar{\pi}^0$ -mezonas ($\bar{\pi}^0 \equiv \pi^0$) ir $\bar{\gamma}$ -kvantas ($\bar{\gamma} \equiv \gamma$). Neutrinas taipgi turi antidalelę — antineutriną ($\bar{\nu}$).

Kai kurių tyrimų duomenys rodo, kad neutrinas ir antineutrinai gali būti skirtingi. Apie tai byloja skilimo ($\mu \rightarrow e$) elektronų energijos spektro pobūdis bei dvigubų β -skilimų nebuvimas. Pastarųjų esmė yra tokia. Lyginio masės skaičiaus branduoliai gali turėti 2—3 stabilus lyginius-lyginius izobarus, kurie skiriasi 2 krūvio vienetais. Jie yra todėl stabilūs, kad gretimų branduolių masės yra didesnės ir β -skilimai energijos požiūriu yra draudžiami. Pavyzdžiu gali būti tokia izobarų trejukė: Cd_{48}^{116} , Ir_{49}^{116} ir Sn_{50}^{116} . Masių skirtumas $m_{\text{Cd}} - m_{\text{Sn}} = 2,7$ MeV ir $m_{\text{In}} - m_{\text{Cd}} = 0,6$ MeV. Atseit, energijos požiūriu galimas Cd_{48}^{116} branduolio virtimas Sn_{50}^{116} branduoliu, emituojant 2 β -daleles. Tokie skilimai ir vadinami *dvigubais β -skilimais*. Jų tikimybė labai priklauso nuo ν ir $\bar{\nu}$ tapatingumo. Tačiau dvigubų β -skilimų nepastebėta.

Neutrino ir antineutrino tapatingumą teko spręsti eksperimentiniu būdu, tiriant jų sąveikos su medžiaga pobūdį. Ištirti ν ir $\bar{\nu}$ sąveiką su n ir p sunku, nes sąveikos skerspjūvis tėra tik 10^{-43} cm² eilės. Todėl reikia turėti labai stiprius neutrinų ir antineutrinų srautus. Šiuo metu gaunami tik stipresni antineutrinių pluoštai; jie susidaro skylant sunkiųjų branduolių skelvdroms. Reineso, Kojeno ir Deviso tyrimų rezultatai rodo, kad neutrinas ir antineutrinai nėra vienodi; jie skiriasi leptoniniu krūviu ir sąveikos su medžiaga pobūdžiu. Jų skirtumą ypač ryškiai iškėlė Landau ir Li bei Jango neutrino išilginės poliarizacijos teorija. Pagal ją neutrino ir antineutrino sukinio momentas visada turi būti nukreiptas jų judėjimo linkme: antineut-

rino — judėjimo kryptimi, o neutrino — prieš judėjimo kryptį. Jei sukinį vaizduosimės sukimusi, tai antineutrino judėjimą galime palyginti su dešiniojo, o neutrino — kairiojo sraigto slinkimu. Tokiu būdu, šiuo laiku neutrinas ir antineutrinas laikomi skirtingomis neutraliomis elementariosiomis dalelėmis, turinčiomis labai mažą ($<10^{-9} \mu_B$) arba lygų nuliui magnetinį momentą ir čiomis labai mažą ($m_{\text{eksp}} < \frac{1}{2000} m_e$) arba lygią nuliui masę, laukinio momentą $s = \frac{1}{2}$.

1959 m. buvo iškeltas spėjimas, kad neutrinas ir antineutrinas, kurie susidaro ($\pi-\mu$) skilimuose, nėra tapatingi tokioms dalelėms, susidarantioms branduolių β -skilimuose. ($\pi-\mu$) skilimuose emituojami mioniniai (ν_μ ir $\bar{\nu}_\mu$) ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ir $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$), o branduolių β -skilimo procesuose — elektroniniai (ν_e ir $\bar{\nu}_e$) ($p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ ir $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) ir $\nu_e \neq \nu_\mu$, o $\bar{\nu}_e \neq \bar{\nu}_\mu$. 1962 m. Ledermanas ir Švarcas, tirdami mioninių neutrinų ir antineutrinų sąveiką su nuklonais kibirkštinėje kameroje, patvirtino, kad mioniniai ir elektroniniai neutrinais ir antineutrinais yra skirtingi.

Susekus antidaleles (antineutroną, antiprotoną, pozitroną ir kt.), iškilo *antimedžiagos problema*. Iki šiol laikėme elektronus ir protonus stabiliais, o pozitronus bei antiprotonus — nestabiliais. Susikūrę jie gyvuoja labai trumpą laiką ir išnyksta. Tačiau kartu su jais atitinkamai išnyksta elektronai bei protonai. Taigi pastarosios dalelės nėra stabilios. Vakuume bei aplinkoje be elektronų pozitronai neišnyktų; neišnyktų ir antiprotonai, jei jie nesusidurtų su protonais. Antra vertus, elektronas, atsидūręs pozitronų aplinkoje, būtų tiek pat nestabilus, kaip ir pozitronas elektronų aplinkoje. Panašiai atsitiktų ir su protonu antiprotonų aplinkoje.

Antiprotonas ir pozitronai galėtų sudaryti atomą, panašų į vandenilio, sudarytą iš protono ir elektronų. Toks *antivandenilio atomas*, izoliuotas nuo paprastų atomų, galėtų gyvuoti ilgą laiką. Taigi galima aplinka, sudaryta iš *antiatomų* (*antimedžiagos*).

Galima manyti, kad atskiros žvaigždės arba atskiros žvaigždžių sistemos yra sudarytos iš antiatomų. Tokiu būdu tu-

rètume *medžiaginius* ir *antimedžiaginius pasaulius*. Mišrūs pasauliai egzistuoti negalėtų. Susidūrę jie išnyktų, sukūrę milžiniškus mezonų bei γ -kvantų skaičius.

Iš šios trumpos elementariųjų dalelių apžvalgos matyti, kad dabartiniu metu turime didelį, ne mažiau kaip 30 rūšių, o jei priskaitysime ir rezonansus — labai trumpos ($10^{-22} + 10^{-23}$) s gyvavimo trukmės daleles, tai jų skaičius sieks šimtą. Galimas dalykas, kad, toliau tiriant, jų bus surasta dar daugiau, turinčių skirtingą masę, o gal ir skirtingus krūvius, bus susekti nauji jų ryšiai, nauji virtimai vienų kitomis. Elementariųjų dalelių toks didelis gausumas kelia susirūpinimą. Bandoma jas susisteminti, apjungiant jas į šeimas, rasti santykį tarp jų masių. Šioje srityje jau pasiekta žymių rezultatų. Remiantis šiais teoriniais elementariųjų dalelių simetrijos tyrimais, buvo numatyta nauja — omega minus (Ω^-) dalelė, kuri buvo ir eksperimentiškai susekta. Be to, buvo pastebėtas K_2 -mezono virtimas 2π -mezonais; iki šiol buvo laikoma, kad toks virtimas yra lyginumo išsilaikymo dėsnio uždraustas. Šis reiškinys yra visai nelauktas ir, jei jis pasitvirtins, tai gali sukelti elementariųjų dalelių teorijoje didelių pakitimų.

Reikia pažymėti, kad ir pati elementariosios dalelės sąvoka pastaruoju laiku žymiai pakito. Elementariųjų dalelių įvairūs skilimai ir virtimai vienų kitomis rodo, kad jos yra „elementarios“ tik sąlygiškai. Laikydami bet kurią šią dalelę elementaria, tik pažymime tam tikrą medžiagos struktūros bei gamtos reiškinių pažinimo lygį.

Elementariųjų dalelių virtimai vienos kitomis dar kartą patvirtina dialektinio materializmo teiginių apie materijos formų begalinį įvairumą ir ryšį tarp jų. V. Leninas pabrėžė, kad „...dialektinis materializmas primygtinai pabrėžia apytikrį, santykinį pobūdį bet kurio mokslinio teiginio apie materijos sandarą ir jos savybes, nebuvimą absoliučių ribų gamtoje, judančios materijos perėjimą iš vienos būsenos į kitą, kuri mūsų požiūriu atrodo nesutaikoma su ja ir t. t.“¹.

¹ V. L e n i n a s. Raštai, t. 14., Valstybinė politinės ir mokslinės literatūros leidykla, 1952, p. 215.

§ 79. MEZATOMAI

Kartais skriejantis per atomą neigiamas mezonas esti pagau-
namas ir pakeičia atomo apvalkalę elektroną. Toks atomas vadi-
namas *mezatomu*. Mezatomai yra nestabilūs. Jų gyvavimo truk-
mė lygi mezonų gyvavimo trukmei. Mezonų atome stacionarinio
būvio energija E'_n išreiškiama, taip ir elektrono energija (20,10):

$$E'_n = - \frac{2\pi^2 m_\mu e^4 Z^2}{h^2} \frac{1}{n^2} = \frac{m_\mu}{m_e} E_n. \quad (79,1)$$

Sužadintas mezatomas spinduliuoja, jo spinduliuojamas kvan-
tas yra $\frac{m_\mu}{m_e}$ kartų didesnis.

Kai vandenilio atomai pagauna μ -mezoną, susidaro vande-
nilio mezatomai. Jie yra $\frac{m_\mu}{m_e}$ kartų mažesni už normalų atomą;
jų radiusas

$$r_\mu = \frac{m_e}{m_\mu} r; \quad (79,2)$$

čia r yra vandenilio atomo radiusas.

Kadangi mezatomų radiusas yra mažas, protonai arba deuto-
nai gali priartėti prie jo žymiai arčiau ir susiliesti su vandenilio
mezatomo branduoliu. Tarpiniame būvyje susidaro *vandenilio*
mezomolekulė.

Deuterio mezatomas, sąveikodamas su paprastu deuterio ato-
mu, sudaro sunkiojo vandenilio molekulę. Joje deutonai yra
labai arti ir jau kambario temperatūroje gali susiliesti, išskir-
dami tam tikrą energijos kiekį ir išlaisvindami μ -mezoną. Pasta-
rais, būdamas deuteryje, vėl sudaro mezatomą ir paskatina
deutonų susijungimą. Atseit, μ -mezonas yra lyg ir vandenilio
atomų sintezės katalizatorius. Gauti šiuo būdu didesnius bran-
duolinės energijos kiekius kol kas neįmanoma, nes μ -mezonas
gyvuoja labai trumpai.

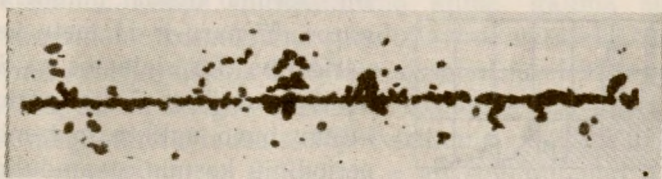
§ 80. PIRMINIO KOSMINIO SPINDULIAVIMO PRIGIMTIS

Pirminio kosminio spinduliavimo, sklindančio iš Kosmoso
į Žemę, prigimtį pažinimui yra svarbu ištirti jų geomagnetinius
efektus. Kosminių spindulių nuokrypis Žemės magnetiniame lau-
ke rodo, kad bent kiek nukrypusi kosminio spinduliavimo dalis

yra sudėta iš elektringų dalelių; iš nuokrypio galima susekti dalelių elektros krūvio ženklą, jų energijos spektrą ir ištirti pirminių dalelių prigimtį. Todėl kosminių spindulių geomagnetinių efektų tyrimai yra labai svarbūs.

Pirmieji daugiau patikimi kosminių spindulių geomagnetinės platumos tyrimai buvo padaryti Vernovo 1935—1938 m. Jo gautieji duomenys rodo, kad didžiausią kosminio spinduliavimo dalį sudaro elektringos dalelės, turinčios energiją, mažesnę už $15 \cdot 10^9$ eV. Šias išvadas patvirtina ir kosminių spindulių rytų-vakarų asimetrijos tyrimai, kurie parodė, kad vidutiniuose aukščiuose tikrai yra asimetrija ir kad ji atitinka pirminių dalelių teigiamą krūvį. Be to, geomagnetinio efekto duomenys griežtai nepaneigia prielaidos, kad pirminiuose kosminiuose spinduliuose gali būti nežymi dalis ir neigiamai elektringų dalelių (pvz., antiprotonų), kurios atmosferoje absorbuojamos žymiai stipriau, negu teigiamai elektringos. Apie neutralių dalelių buvimą iš geomagnetinio efekto negalima spręsti, nes Žemės magnetinio lauko nenukreipiamą kosminių spindulių dalį galėtų sudaryti ir didelės (didesnės už $2 \cdot 10^{10}$ eV) energijos elektringos dalelės.

Kosminio spinduliavimo tyrimai storasluoksnėmis fotoplokštelėmis bei kondensacine kamera aukštuose atmosferos sluoksniuose parodė, kad pirminį kosminį spinduliavimą sudaro daugiakrūvės dalelės — atomų branduoliai be elektroninio apvalkalo. Apie tai sprendžiama iš dalelių takų; jie skiriasi nuo



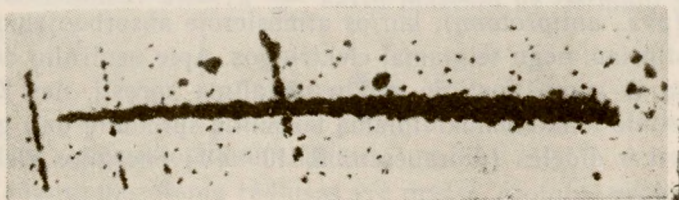
142 pav.

elementariųjų dalelių takų savo dideliu storiu; be to, išilgai jų susidaro daugelio išmuštų δ elektronų šoniniai takeliai, kurie padaro daugiakrūvės dalelės taką „gauruotą“. 142 pav. pavaizduotas daugiakrūvės dalelės (spėjama deguonies atomo branduolio) takas fotoplokštelėje. Skriedamos atmosferoje, daugiakrūvės dalelės jonizuodamos netenka energijos ir prisijungia

pakeliui orbitinius elektronus. Todėl jų jonizacijos takas siaurėja (143 pav.), o protonų — plėtėja. Kosminiuose spinduliuose yra aptikta daugiakrūvių dalelių net iki $Z=26$. Jų pasiskirstymą pagal branduolių krūvį Z vaizduoja 144 pav. Pagal turimą energiją ($0,35 \div 8$) 10^9 eV energijos tarpe pirminių kosminių spindulių daugiakrūvės dalelės apytikriai pasiskirsto taip: apie 66% energijos protonai, 25% — α -dalelės, 5% — C, N, O branduoliai ir 4% — sunkesnieji branduoliai.

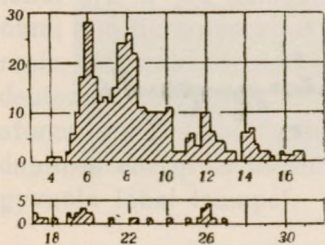
Jeigu pirminių kosminių spindulių sudėtyje yra elektronų (pozitronų) bei fotonų, tai jų dalis tesudaro ne daugiau 1 procento visų dalelių skaičiaus bei energijos.

Norėdamos susekti galimą kosminių spindulių ryšį su įvairiais astrofizikiniais reiškiniais, specialios stotys nuo 1935 m.



143 pav.

pradėjo nuolat matuoti kosminio spinduliavimo stiprumą įvairiose Žemės paviršiaus vietose. Buvo pastebėti nedideli periodiniai įvairaus periodo bei įvairių amplitudžių kosminių spindulių stiprumo kitimai, būtent: vienos



144 pav.

paros, 27 parų ir 11 metų periodų variacijos. Jos siejamos su Saulės dėmių poveikiu. Šalia periodinių kitimų buvo aptikta ir žymių neperiodinių kosminio spinduliavimo stiprumo kitimų — žybsnių. Toks smulkiau ištirtas žybsnis įvyko 1949 m. lapkričio 19 d. Jis buvo sukeltas stipraus elektringų dalelių, sąveikojančių su branduoliais, apytikriai turinčių 10^{10} eV energiją, srauto, atsklidusio iš Kosmoso į Žemę. Kartu su žybsniu buvo pastebėtas ir stiprus radiofedingas bei galingas išsiveržimas Saulėje. Panašus kosminių spindulių žybsnio

lių, sąveikojančių su branduoliais, apytikriai turinčių 10^{10} eV energiją, srauto, atsklidusio iš Kosmoso į Žemę. Kartu su žybsniu buvo pastebėtas ir stiprus radiofedingas bei galingas išsiveržimas Saulėje. Panašus kosminių spindulių žybsnio

ryšys su Saulės aktyvumo sustiprėjimu buvo pastebėtas 1942.II.28, 1942.III.7 bei 1946.VII.25. Taigi galima manyti, kad žybsnius sukelia Saulės aktyvumo sustiprėjimas. Tam tikros įtakos kosminių spindulių stiprumo kitimui Žemės paviršiuje gali turėti ir Žemės magnetinio lauko stiprumo kitimai. Todėl tiriamas ryšys tarp magnetinių audrų ir kosminio spinduliavimo žybsnių. Šie tyrimai gali padėti išaiškinti magnetinių audrų prigimtį bei Žemės magnetinio lauko kilmę. Remiantis minėtu ryšiu, kosminių spindulių žybsnių kilmę galima aiškinti Saulės dalelių srauto įtaka Žemės magnetinio lauko stiprumui. Saulės aktyvumui sustiprėjus, padidėja Saulės emituotų elektringų dalelių srautas, kuris jonosferoje sužadina papildomas sroves ir iš dalies kompensuoja Žemės magnetinį lauką. Todėl sustiprėja kosminis spinduliavimas.

Aiškinant kosminių spindulių kilmę, yra sukurta keletas teorijų. Pastarųjų laikų radioastronominiai tyrimai rodo, kad sklindančio iš Kosmoso ultratrumpųjų bangų ir radijo spinduliavimo nežymią dalį galima paaiškinti kosminių kūnų šiluminiu spinduliavimu; didžioji jo dalis yra elektronų, skriejančių reliatyviu greičiu tarpžvaigždinuose magnetiniuose laukuose stabdomasis spinduliavimas. Spėjama, kad tarpžvaigždinė medžiaga yra stipriai jonizuota. Jos telkiniams-debesims judant bei debesyse maišantis, sukeliami tarpžvaigždinėje erdvėje magnetiniai laukai, kurių stiprumas siekia $4 \cdot 10^2$ A/m ir daugiau. Tokiuose laukuose stabdomi elektronai spinduliuoja. Taip aiškinant kosminio radijo spinduliavimo kilmę, galima suprasti, kodėl pirminiame kosminiame spinduliavime nėra elektronų.

Fermio teorija aiškina Kosmose skriejančių elektringų dalelių sąveiką su medžiagos debesimis kosminėje erdvėje ir jų sukurtais magnetiniais laukais. Joje tvirtinama, kad, elektringoms dalelėms susiduriant su debesimis ir atsispindint nuo jų, dalelių energija padidėja. Pagal šią teoriją, kosminių spindulių dalelės, labai daug kartų atsispindėjusios nuo įmagnetintų tarpžvaigždinės medžiagos debesų, gali įgyti labai didelę energiją. Didelės energijos elektronai stabdomi stipriai spinduliuoja; spinduliavimo nuostoliai žymiai viršija energijos padidėjimą, susiduriant su įmagnetintais debesimis. Todėl kosminiuose spinduliuose ir nėra elektronų. Tačiau Fermio teorija neįstengia paaiškinti daugiakrūvių jonų kilmės kosminiuose spinduliuose.

Terleckio teorija nagrinėja elektringų dalelių pagreitinimą, sąveikojant joms su įmagnetintais debesimis, atsižvelgdama ir į turbulentinį medžiagos judėjimą debesyse. Šis judėjimas sukelia magnetinio lauko pulsacijas, o pastarosios sąlygoja induktyvų dalelių pagreitinimą. Pagal Terleckį, toks pagreitinimo mechanizmas yra žymiai efektyvesnis už Fermio iškeltą atspindžio pagreitinimo mechanizmą.

Pastaraisiais metais plačiai nagrinėjama hipotezė, kuri sieja kosminių spindulių kilmę su naujų ir supernaujų žvaigždžių žybsniais. Šį klausimą smulkiai išnagrinėjo Ginsburgas. Susiekta, kad kosminio radijo spinduliavimo žybsniai yra supernaujų žvaigždžių žybsnių liekanos, pvz., Krabo bei Kasiopėjos ūkai ir kt. Krabo ūkas yra 1054 m. supernaujos, o Kasiopėjos — 369 m. supernaujos žvaigždės liekanos. Supernaujos žvaigždės laikomos pakankamai galingais šaltiniais, pajėgiančiais pateikti tiek energijos, kiek jos yra kosminiame spinduliavime.

Apskritai imant, kosminio spinduliavimo kilmės klausimas nėra dar išspręstas. Bet manoma, kad radioastronomijos bei astrofizikos naujaisi pasiekimai padės jau artimiausiu metu galutinai išaiškinti pirminio kosminio spinduliavimo dalelių pagreitinimo mechanizmą ir tokiu būdu išspręsti vieną iš įdomiausių šiuolaikinio mokslo problemų.

XIV SKYRIUS

DVIATOMIŲ MOLEKULIŲ SPEKTRAI

§ 81. MOLEKULIŲ TYRIMO METODAI

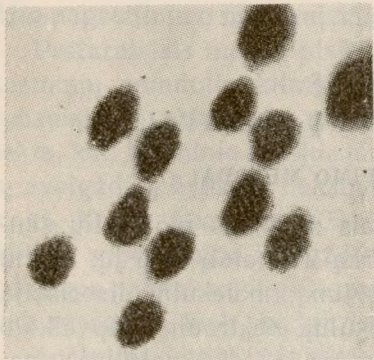
Molekulinė fizika tiria fizikiniais metodais molekulių sandarą ir jų ypatybes: atomų santvarką ir nuotolį tarp jų, atomų ryšį molekulėse, sukimasi bei virpėjimą; molekulių disociaciją į atomus bei atomų grupes, molekulių elektroninio apvalkalo sandarą, jo sužaditimą ir jonizaciją bei jo įtaką molekulių ypatybėms ir kt. Taigi molekulinės fizikos pagrindą sudaro atominė fizika.

Molekulinėje fizikoje taikomi naujausi eksperimentinės ir teorinės fizikos tyrimo metodai: rentgeninė, elektroninė bei neutroninė struktūrinė analizė, spektrografiniai, elektriniai-optiniai (Kero efekto) ir kiti metodai.

Per pastaruosius 30 metų yra sukaupta gausi tyrimų medžiaga. Tačiau tik dviatominių molekulių tyrimai pradeda įgyti šiek tiek užbaigtą pobūdį; be to, tik dviatomėse molekulėse santykinai yra paprastesni ir vaizdingesni. Daugiaatomėse molekulėse jie yra žymiai sudėtingesni ir mažiau vaizdūs, nors iš esmės nesiskiria nuo tokių santykių dviatomėse molekulėse. Todėl čia trumpai panagrinėsime tik dviatominių molekulių būdinguosius dydžius ir ypatybes bei jų tyrimo metodus.

Svarbiausias molekulių matmenų bei jų sandaros pažinimo metodas yra rentgeninė, elektroninė bei neutroninė struktūrinė analizė. Iš užlenktų rentgeno spindulių arba elektronų bei neutronų pluoštų kampinio pasiskirstymo surandamas užlenkiamųjų centrų išsidėstymas erdvėje. Šiuolaikiniais labai tiksliais struktūrinės analizės metodais galima surasti ne tik nuotolius tarp atomų molekulėje, taigi išaiškinti molekulės griaučius, bet susekti ir elektronų tankio pasiskirstymą, taipgi spręsti apie

atomų ryšio būdą bei stiprumą. Iš žinomo bangos ilgio spindulių užlenkimo vaizdo apskaičiuojamas arba tiesiogiai iš diagramų surandamas atomų pasiskirstymas molekulėse arba kristaluose. 145 pav. pateikiamas heksametilbenzolo molekulės $C_6(CH_3)_6$ rentgeno spindulių difrakcijos vaizdas. Jame aiškiai matome ben-



145 pav.

zolo molekulės šeštinį žiedą, o jo kertėse priristus CH_3 grupės anglies atomus; vandenilio atomai užlenktus spindulius išbarsto silpnai; apskritai, užlenktų spindulių išbarstymo pajėgumas yra proporcingas eilės numerio kvadratui, todėl vandenilio atomų vaizde ir nematyti. O neutronus visi atomai išbarsto vienodai, jų pajėgumas išbarstyti užlenktus neutronus beveik nepriklauso nuo atominio svorio. Todėl pastaruoju metu molekulių

struktūrai tirti plačiai naudojama neutroninė struktūrinė analizė; tuomet stebimi ir vandenilio atomai.

Molekulių, susidedančių iš daug tūkstančių atomų, dydžiui ir formai susekti naudojamas metodas, pagrįstas iš dalies tų molekulių šviesos išbarstymu tirpaluose, iš dalies jų laikysena tekančiuose tirpaluose (nukreipus molekules tam tikra kryptimi).

Molekulių skersmenį galima surasti iš vidinės trinties, iš medžiagos tankio kietame, skystame bei dujiniame būvyje ir kt. Tačiau skirtingais metodais išmatuoti dydžiai turi kiek skirtingas reikšmes. Dviatomių molekulių skersmuo yra tarp 3–4 Å; molekulės nėra apskritos, bet pailgos, tetraedrinės formos.

Iš tyrimo duomenų paaiškėjo, kad vienus medžiagų, pvz., H_2 , O_2 ir kt., molekulės yra sudėtos iš neutralių atomų; jų teigiamo ir neigiamo elektros krūvio svorio centrai sutampa, taigi jos neturi nuolatinio elektrinio momento. Tokias molekules vadiname *atominėmis*. O kitų medžiagų, pvz., NaCl, KJ ir kt., molekulės yra sudėtos iš teigiamai ir neigiamai elektringų dalių, apytiksliai jas galime laikyti sudėtomis iš dviejų jonų, pvz., NaCl molekulę iš Na^+ ir Cl^- . Tokias molekules vadiname *joninėmis*. Jų

teigiamo bei neigiamo elektros krūvio svorio centrui nesutampa, ir jos turi nuolatinį elektrinį momentą

$$\mu_p = el; \quad (81,1)$$

čia e yra elektros krūvis, l — nuotolis tarp teigiamo ir neigiamo krūvių svorio centrų. Kai $l=0$, turime *idealią atominę molekulę*, o kai $l=r_0$ (čia r_0 yra nuotolis tarp atomų centrų), turime *idealią joningę molekulę*. Tačiau dažniausiai susiduriame su tarpiniu būviu; tada, išmatavę molekulių elektrinį momentą, galime surasti tikrąjį elektros krūvių pasiskirstymą molekulėje.

Elektriniam momentui surasti paprastai matuojame medžiagos dielektrinę konstantą ϵ . Pastaroji taip išreiškiama:

$$\epsilon = 1 + \frac{4\pi P}{E}; \quad (81,2)$$

čia P yra poliarizacija, E poliarizuojančio elektrinio lauko stiprumas. Pažymėkime vidutinį molekulės poliarizacijos momentą $\overline{\mu_p}$, o molekulių skaičių 1 cm^3 N_0 , tai $P = \overline{\mu_p} N_0$. Išoriniame elektriniame lauke joninės molekulės orientuojamos elektrinio lauko kryptimi; šis poveikis yra tuo stipresnis, kuo molekulių elektrinis momentas μ_p yra didesnis ($\sim \mu_p^2$) ir kuo jų šiluminis judėjimas silpnesnis ($\sim \frac{1}{kT}$), taigi $\overline{\mu_p} = \frac{E \mu_p^2}{3kT}$. Vadinasi, matuojamoji dielektrinė konstanta

$$\epsilon = 1 + \frac{4}{3} \frac{N_0 \pi \mu_p^2}{kT}. \quad (81,3)$$

Išmatavę ϵ priklausomybę nuo T ir pavaizdavę grafiškai, $\epsilon = f\left(\frac{1}{T}\right)$, gauname tiesę, iš kurios polinkio galime apskaičiuoti molekulės elektrinį momentą. 26-je lentelėje surašytos kai kurių dviatomių molekulių elektrinių momentų μ_p ir nuotolio l tarp elektros krūvių svorio centrų reikšmės.

26 lentelė

Kai kurių molekulių μ_p ir l reikšmės

	CO	NO	HBr	HCl	KCl	CsJ
$\mu_p \cdot 10^{29} \text{ SI}$	0,03	0,043	0,26	0,34	2,1	3,4
$l \cdot 10^{10} \text{ m}$	0,02	0,03	0,16	0,21	1,3	2,1

Išoriniame elektriniame lauke molekulės poliarizuojamos; su-
kurtas elektrinis momentas μ_i , pasislinkus elektriniame lauke
atomų elektronų sluoksniams, yra lygus:

$$\mu_i = \alpha E; \quad (81,4)$$

čia α yra molekulės *poliarizuojamumas*. μ_i nepriklauso nuo mo-
lekulių šiluminio judėjimo, taigi nepriklauso nuo temperatū-
ros. Jei 1 cm³ turime N_0 molekulių, tai indukuotoji poliarizacija

$$P_i = N_0 \mu_i = \alpha N_0 E. \quad (81,5)$$

Vadinasi, visa dielektrinė konstanta

$$\epsilon = 1 + 4\pi N_0 \left(\frac{\mu_p^2}{3kT} + \alpha \right). \quad (81,6)$$

Pirmasis narys skliausteliuose bus lygus nuliui, jei molekulės
neturės nuolatinio dipolinio momento. Tuomet

$$\alpha = \frac{\epsilon - 1}{4\pi N_0}. \quad (81,7)$$

Tiriant skysčio arba kieto kūno ϵ , reikia atsižvelgti į mole-
kulių bei atomų savitarpio sąveiką. Tada α išreiškia Lorencų
lygtis (III d. § 59):

$$\alpha = \frac{3}{4\pi N_0} \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}. \quad (81,8)$$

Tirdami molekulių elektrinį momentą, paprastai matuojame
ne dielektrinę konstantą ϵ , bet medžiagos lūžimo rodiklį n . Ilgų-
jų (raudonųjų bei infraraudonųjų) bangų spektro srityje, kai
elektronų sluoksnių inercija dar nepasireiškia, $\epsilon = n^2$.

Molekulių poliarizuojamumas priklauso nuo krypties. 27-je
lentelėje surašytos kai kurių molekulių poliarizuojamumo dviem

27 lentelė

Kai kurių molekulių poliarizuojamumas

	H ₂	Cl ₂	CS ₂	C ₆ H ₆	CCl ₄
$\alpha \cdot 10^{18}$	0,61	3,2	5,5	6,7	10,5
m ³	0,85	6,6	15,1	12,8	

skirtingomis kryptimis reikšmės. Ir tik anglies tetrachlorido molekulės poliarizuojamumas nepriklauso nuo krypties, nes ji yra rutulinė.

Iš molekulės poliarizuojamumo anizotropijos galima spręsti apie molekulės formą. Tiesiogiai išmatuoti šią anizotropiją tegalime tada, jei turime kristalą, sudarytą iš orientuotų viena kryptimi molekulių; tokie yra molekuliniai kristalai; jų dielektrinė konstanta ϵ yra smarkiai anizotropinė. Molekulių poliarizuojamumo anizotropiją paprastai surandame iš medžiagos elektrinio-optinio (Kero) efekto (III d. § 56), išmatavę lūžimo rodiklius n_0 ir n_e , taip pat iš medžiagos dichroitinių ypatybių, nes dvigubai laužiančių šviesą medžiagų absorbcijos spektrai abiejose šviesos poliarizacijos kryptyse yra skirtingi. Didelis (10÷25) % šviesos depoliarizacijos laipsnis, ją išbarstant, rodo, kad medžiagos molekulės yra palyginti ilgos arba plokščios. Pagaliau medžiagos optinis aktyvumas leidžia spręsti ir apie molekulių poliarizuojamumą.

Molekulės atomų rotacijai bei vibracijai pažinti labai didelę reikšmę turi kombinacinis šviesos išbarstymas (III d. § 64). Iš pagrindinės linijos ir išbarstytų spektro linijų dažnumo skirtumo susekame atomų vibracijos bei rotacijos dažnumus. Be to, šis efektas parodė, kad tik tie svyravimai bei sukimaisi v_s yra optiniu atžvilgiu aktyvūs (jiems kintant, išspinduliuojamos spektro linijos), jei, sužadinant juos, kinta molekulės poliarizuojamumas; tuo tarpu optiniuose spektruose spinduliuojama bei absorbuojama tuomet, kada, kintant sistemos būviui, pasikeičia jos elektrinis momentas.

Itin daug žinių apie molekulių struktūrą ir jos ypatybes gauname, tirdami molekulinis absorbcijos ir emisijos spektrus (§ 17). Iš jų galime surasti molekulių inercijos momentą įvairių sukimosi ašių atžvilgiu, atomų centrų nuotolius dviatomėse molekulėse, esant molekulei įvairiuose būviuose; iš pagrindinių svyravimų dažnumo galime apskaičiuoti dviatomės molekulės kvazielastingą ryšio jėgą. Iš molekulių ištisinio spektro surandama molekulių disociacijos energija, sužinoma, kaip susidaro ne tik stabilios, bet ir nestabilios tarpinės, pvz., OH, NH, ClO ir kt., molekulės.

Iš pradžių panagrinėkime elektronų būvius dviatomėje molekulėje. Ją sudaro tam tikrame nuotolyje r du teigiami branduoliai, kuriuos supa elektrinis laukas. Pamėginkime išaiškinti, kokią įtaką turi elektronų pasiskirstymui tų centrų nuotolio r kitimas, jiems svyruojant bei molekulei disocijavus. Vaizduokimės, kad centrus tiek suartiname, jog jie pagaliau sutampa ($r=0$); tada molekulė virsta atomu ir elektronai pasiskirsto kaip atome, kurio branduolys turi elektros krūvį, lygų molekulės branduolių elektros krūvių sumai. Jeigu centrus vieną nuo kito tolinsime iki be galo didelio nuotolio, tai molekulė disocijuosis į atskirus atomus. Turėsime du kraštinius atvejus. Kiekvienas molekulės būvis tarp šių dviejų kraštinių būvių bus tarpinis. Tik reikia pažymėti dar vieną molekulei būdingą aplinkybę. Molekulėje yra susidaręs stiprus, nukreiptas teigiamus branduolius jungiančios linijos kryptimi elektrinis laukas. Jo poveikis elektronų pasiskirstymui bei jų būviui, taigi spektriniam termams, turi būti panašus į Štarko efektą (§ 38). Gauname tokią molekulių spektrinių termų panašumo eilę: a) sujungtų branduolių termai yra panašūs į atomo, b) molekulės — į Štarko efekto išplėstus, c) išskirtų atomų — į atomų termus. Normalių, stipriai surištų molekulių, kurių nuotolis tarp branduolių yra nedidelis, elektroninių termų energinė eilė bei sandara yra panašios į gaunamo, branduoliams susijungus, atomo termų eilę bei sandarą, kai tas atomas yra smarkiai paveiktas Štarko efekto. Silpnai surištų molekulių, kurių branduolių nuotolis yra didelis (Van der Valso molekulių arba prieš molekulėms disocijuojant) energijos spektrų eilė ir sandara panašios į atomų energinių termų eilę bei sandarą.

Molekulės elektronų energinis būvis bei termai yra griežčiau aprašomi kvantinės mechanikos banginėmis ir atitinkamai savosiomis funkcijomis arba paimtais į jų vietą 4 kvantiniais skaičiais, panašiais kaip atomų. Pagrindinis kvantinis skaičius n žymi elektronų sluoksnio, kuriame yra elektronas, numerį. Šalutinis kvantinis skaičius l nusako elektrono orbitinį judėjimo kiekio momentą bei jo orbitos ekscentricitetą. Molekulėje orbitinis judėjimo kiekio momentas l yra orientuojamas stipraus ašinio elektrinio lauko teigiamus branduolius jungiančios linijos kryp-

timi ir precesuoja aplink šią kryptį. Jo komponentas šia kryptimi λ yra dydžio $\frac{h}{2\pi}$ kartotinis ir lygus $|\lambda| = \lambda \frac{h}{2\pi}$. Kvantinis skaičius λ molekulėje atstoja atome magnetinį (arba orientacijos) kvantinį skaičių m . Taigi λ gali turėti šias reikšmes:

$$\lambda = l; l-1; l-2; \dots 0; -1; -2; \dots -(l-1); -l. \quad (82,1)$$

Apskritai, teigiamas ir neigiamas λ reikšmes atitinka vienoda energija, jeigu kai kurių trikdymų, pvz., visos molekulės sukimosi, nėra pašalintas išsigimimas. Ketvirtas kvantinis skaičius s pažymi elektrono sukinio momentą ir gali būti lygus $\pm 1/2$; sukinio momentas taip pat orientuojamas branduolių jungiančiosios linijos kryptimi. Molekulės, kaip ir atomo, $l \leq n-1$ ir $\lambda \leq l$. Ir molekulėje elektronai žymimi simboliais, kurie nurodo jų kvantinius skaičius l ir λ . Kvantiniam skaičiui λ pažymėti naudojamos tokios graikiškos raidės: $\sigma, \pi, \delta, \varphi, \dots$

$$\lambda = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$\sigma, \pi, \delta, \varphi, \dots$$

Kvantiniam skaičiui l pažymėti naudojami, kaip ir atome, simboliai $s, p, d, f, \dots$

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$s, p, d, f, \dots$$

Prieš elektrono simbolį parašomas jo pagrindinis kvantinis skaičius n . Pažymėto simboliu $3d\pi$ elektrono $n=3, l=2, \lambda=1$. 28-je lentelėje surašyti molekulės elektronų simboliai.

Kai molekulėje yra keli elektronai, tai molekulių atstojamasis mechaninis momentas surandamas, vektoriškai sudėjus visų jos elektronų mechaninius momentus. Veikiant molekulėje stipriam elektriniam ašiniam laukui, ryšiai tarp elektronų momentų yra panašūs į ryšius, pasireiškiant Pašeno ir Bako efektui atome, kai jis yra stipriame magnetiniame lauke. Molekulėje sąveika tarp atskirų elektronų vektorių I_i yra silpnesnė už tų

28 lentelė

Molekulių elektronų simbolika

l	λ			
	0	1	2	3
0	$s\sigma$			
1	$p\sigma$	$p\pi$		
2	$d\sigma$	$d\pi$	$d\delta$	
3	$f\sigma$	$f\pi$	$f\delta$	$f\varphi$

vektorių sąveiką su ašiniu elektriniu lauku. Todėl išorinių elektronų (vidinių užpildytų sluoksnių elektronų atstojamieji momentai yra lygūs nuliui) $\mathbf{l}_i$ kiekvienas atskirai precesuoja aplink jungiančią branduolius liniją, taip pakrypę į ją, kad λ_i yra $\frac{h}{2\pi}$ kartotinis; atskirų elektronų λ_i vektorius sudėję, gauname molekulei būdingą jos orbitinio mechaninio momento $\mathbf{L}$ kvantuotą komponentą Λ , kurio absoliutinė reikšmė

$$|\Lambda| = \Lambda \frac{h}{2\pi}. \quad (82,2)$$

Kvantinis skaičius Λ gali turėti reikšmes 0, 1, 2, ...; jos žymimos simboliškai didžiosiomis graikiškomis raidėmis:

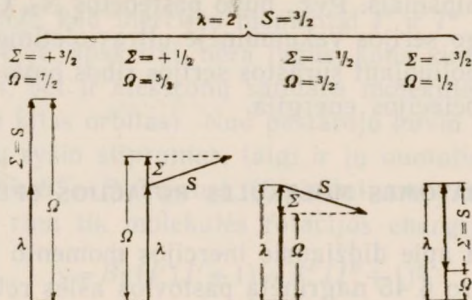
$$\Lambda = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \dots$$

Vektoriškai sudėję elektronų sukinių momentus $\mathbf{s}_i$, gauname visų elektronų sukinio momentą $\mathbf{S}$. Jis taip pat precesuoja aplink branduolius jungiančią liniją; šios krypties jo dedamoji žymiama Σ ; jos reikšmės yra tarp $-S$ ir $+S$, skiriasi viena nuo kitos vienetu. Esant tarp Λ ir atstojamojo sukinio momento $\mathbf{S}$ magnetiniam ryšiui (panašiai kaip atome tarp $\mathbf{L}$ ir $\mathbf{S}$), kiekvienas atitinkąs tam' tikrą reikšmę Λ -termas suskyla į daugialypį termą, susidedantį iš $2S+1$; sudarantieji multiplėtą termai nusakomi elektroninių sluoksnių atstojamojo mechaninio momento komponentų $\Omega = \Lambda + \Sigma$, paimtų jungiančiosios linijos kryptimi, kvantinių skaičių. Ω nėra visas molekulės mechaninis momentas ($\mathbf{J}$ yra atomo visas mechaninis momentas), net neįskaitant nežymaus branduolių sukinio momento, nes čia neįskaitomas nemažas molekulės sukimosi mechaninis momentas.

Panašiai kaip ir atomų termuose, daugialypumas užrašomas kairėje termo simbolio pusėje aukštai, o atstojamojo mechaninio momento komponento jungiančios branduolius linijos kryptimi kvantinis skaičius Ω — žemai dešinėje Λ -termo simbolio. Tegu $\Lambda=2$ ir $S=3/2$; tada galimos Ω reikšmės yra šios: $\Lambda+S \gg \Omega \gg \Lambda-S$, taigi $\Lambda=1/2; 3/2; 5/2; 7/2$; keturlypis Δ -termas žymimas taip: ${}^4\Delta_{1/2}; {}^4\Delta_{3/2}; {}^4\Delta_{5/2}$ ir ${}^4\Delta_{7/2}$. 146 pav. pavaizduota orbitinio ir sukininio mechaninių momentų vektorių sudėtis. Išsamiai api-

būdinant molekules termą, atskirų elektronų simbolis rašomas prieš viso termo žymėjimą. Pvz., vandenilio molekulė H_2 turi du $1s\sigma$ elektronus. Normaliame būvyje molekules terminas yra $^1\Sigma_0$; taigi termo žymėjimas toks: $(1s\sigma)^2\ ^1\Sigma_0$.



146 pav.

Molekulių termams taip pat tinka daugialypumo pakaitos dėsnis: jei molekulė turi lyginį elektronų skaičių, tai jos termų daugialypumas yra nelyginis ir atvirkščiai. Šis dėsningumas padeda atskirti labai panašius molekules spektrus nuo jos jonų spektrų, pvz., N_2 ir N_2^+ ; šių spektrų daugialypumas yra skirtingas.

Elektronų perėjimų atrankos taisyklės gerai tinka perėjimams molekulėje, bet blogiau — elektronų perėjimams molekulės atomuose, nes molekulėje turime ašinių elektrinį lauką. Pagrindinis kvantinis skaičius n gali kisti bet kaip; λ pakitimas

$$\Delta\lambda = 0 \text{ arba } \pm 1. \quad (82,3)$$

Sukinio kvantinio skaičiaus molekulėje kitimo taisyklė yra tokia pat, kaip ir atomuose. Lengvų molekulių, kaip ir lengvų atomų, optiniuose spektruose perėjimai tarp skirtingo daugialypumo sistemos termų yra griežtai uždrausti, pvz., H_2 molekulėje interkombinaciniai perėjimai neleidžiami. Sunkesnėse molekulėse, kaip ir atomuose, ši interkombinacijos taisyklė griežtai nebeišlaikoma. Pvz., oro atmosferoje molekulinuose spektruose pastebėtos deguonies $O_2\ ^3\Sigma \rightarrow ^1\Sigma$ ir anglies viendeginio $CO\ ^3\Pi \rightarrow ^1\Sigma$ juostos. Molekulių termų kvantiniai skaičiai bei termų daugialypumas susekami iš juostinių spektrų, abejotinais atvejais — iš Zėmano efekto.

Dviatomių molekulių, turinčių išoriniuose sluoksniuose ne daug elektronų, spektruose galime išskirti juostų sistemų Ridbergo serijas; tai rodo, kad, molekulei suteikiant didesnę energiją, iš karto sužadinama ne daug, bet tik vienas elektronas, tačiau aukštesniais laipsniais. Pvz., buvo pastebėtos N_2 , O_2 , CO ir NO juostų Ridbergo serijos vakuuminėje ultravioletinio spektro srityje; iš ekstrapoliuojant surastos serijos ribos buvo apskaičiuota molekulių disociacijos energija.

§ 83. DVIATOMĖS MOLEKULĖS ROTACIJOS SPEKTRAS

Besisukanti apie didžiausio inercijos momento ašį dviatomė molekulė sudaro § 45 nagrinėtą pastovios ašies rotatorių. Taigi jos rotacijos, arba sukimosi, energija E yra taip kvantuojama:

$$E = \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{h^2}{8\pi^2 I} J(J+1); \quad (83,1)$$

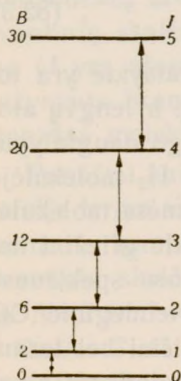
čia J yra *rotacijos kvantinis skaičius*, $J=0, 1, 2, \dots$

Pažymėkime

$$\frac{h}{8\pi^2 c I} = B;$$

čia c yra šviesos greitis vakuume; dydį B vadiname *rotacijos konstanta*; jos dimensija yra $|B| = \text{cm}^{-1}$. Tuomet

$$E = hcBJ(J+1). \quad (83,2)$$



147 pav.

Padaliję pastarąjį reiškinių iš hc , randame molekulės rotacijos terminus, išreikštus bangų skaičiais. 147 pav. pavaizduota dviatomės molekulės rotacijos termų schema. Dešinėje termų schemas pusėje sužymėtos rotacijos kvantinių skaičių J , o kairėje — rotacijos termų, nusakytų B dydžiu, reikšmės.

Suraskime išspinduliuotų spektro linijų dažnumą, kintant tik dviatomės molekulės rotacijos būviui. Tegu pradiniame būvyje molekulės rotacijos energija

$$E_p = hcB'J'(J'+1).$$

Molekulės rotacijos energija galiniame būvyje, jei pastarojo kvantinis skaičius J'' , yra taip išreikšta:

$$E_g = hcB''J''(J''+1).$$

Reikia pažymėti, kad inercijos momentai I' ir I'' pradiniam ir galiniame būvyje, apskritai, nėra lygūs, kada kinta ne tik rotacijos energija, bet ir elektronų sandara molekulėje (peršokant elektronams į kitas orbitas). Nuo pastarojo būvio priklauso molekulės atomų ryšio stiprumas, taigi ir jų nuotolis. Šiuo atveju $I' = I'' = I$ ir $B' = B'' = B$. Tuomet išspinduliuotos linijos dažnumas, kintant vien tik molekulės rotacijos energijai,

$$\nu = Bc[J'(J'+1) - J''(J''+1)] \quad (83,3)$$

ir jos bangų skaičius

$$\nu_0 = B[J'(J'+1) - J''(J''+1)]. \quad (83,4)$$

Kadangi molekulės rotacija yra harmoningas judėjimas, tai jos rotacijos būvis pasikeičia tik taip, kad rotacijos kvantinis skaičius J pakinta vienetu:

$$\Delta J = \pm 1. \quad (83,5)$$

Todėl dviatomės molekulės rotacijos spektras yra sudėtas iš vienaip nutolusių spektro linijų, kurių bangų skaičiai $2B, 4B, 6B, 8B, \dots$ ir t. t.; nuotolis tarp jų, išreikštas bangų skaičiumi, lygus $2B$. Molekulių rotacijos spektrų tyrimų duomenys visai patvirtina šias išvadas. Be to, nustatyta, kad normalaus šviesos stiprumo rotacijos spektro linijos išspinduliuojamos tik tada, kada, kintant molekulės rotacijos būviui, pakinta ir jos elektrinis momentas, taigi kada molekulės elektros krūvių svorio centras nesutampa su jos mechaniniu svorio centru; šiuo atveju turime *dipolinį spinduliavimą*. Ši sąlyga tenkinama, tik turint nesimetrines molekules; pvz., HJ , $NaCl$ ir t. t.; simetrinės molekulės, pvz., H_2 , Cl_2 , O_2 ir t. t., spinduliuoja tik labai silpnas, 10^8 kartų silpnesnės už dipolinio spinduliavimo rotacijos spektro linijas. Šiuo atveju turime *kvadrupolinį spinduliavimą*; jo spektro linijos stebimos tik mikroradijo bangų spektroskopijos metodais.

Iš rotacijos spektrų galime tiesiogiai surasti rotacijos konstantą B , o iš pastarosios — apskaičiuoti molekulės inercijos

momentą bei kitas svarbiausias molekulių konstantas. Jei žinome molekulę sudarančių atomų mases m_1 ir m_2 , tai iš inercijos momento galime surasti nuotolį tarp atomų centrų. Taip nustatytas nuotolis siekia 1 Å. 29-je lentelėje yra surašyti kai kurių molekulių svarbiausieji būdingieji dydžiai.

29 lentelė

Kai kurių molekulių svarbiausieji dydžiai

Molekulė	Nuotolis tarp atomų Å	Inercijos momentas I $I \cdot 10^{15} \text{ g cm}^2$	Pagrindinio svyravimo kvantas $\nu_0 \text{ cm}^{-1}$	Disociacijos energija	
				eV	J/mol
H ₂	0,77	0,47	4 390	4,46	431,24
O ₂	1,20	19,1	1 580	5,11	494,04
N ₂	1,09	13,8	2 360	9,76	942,03
Cl ₂	1,98	113,5	565	2,47	238,65
J ₂	2,66	741	214	1,53	146,54
CO	1,13	15,0	2 169	9,6	921,10
HCl	1,27	2,60	2,989	4,40	427,05

§ 84. MOLEKULĖS VIBRACIJOS SPEKTRAS

Dviatomės molekulės atomai paprastai svyruoja (vibruoja) išilgai jų centrų jungiančios linijos. Tegu veikianti tarp molekulės atomų traukos arba atsistūmimo jėga priklauso nuo nuotolio tarp jų centrų r ; kai nuotolis yra $r=r_0$, jėga lygi nuliui; tada molekulės potencialinė energija $U(r)$ yra mažiausia. Sutapdinkime stačiakampių koordinačių pradžią su vieno atomo centru. Tada abiejų atomų svyravimą aplink pusiausvyros vietą — svorio centrą galime pakeisti vieno atomo svyravimu — osciliatoriumi koordinačių pradžios taško atžvilgiu. Taigi tokią molekulę galime laikyti *tiesiniu osciliatoriumi*, kurio vibracijos energija E_v yra kvantuojama taip (§ 45):

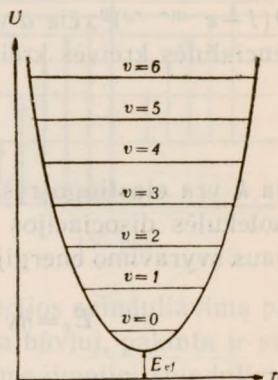
$$E_v = (2v + 1) \frac{h\nu}{2} = \left(v + \frac{1}{2}\right) h\nu; \quad (84,1)$$

čia v yra molekulės vibracijos kvantinis skaičius: $v=0, 1, 2, 3, \dots$

Tiesinio osciliatoriaus energijos lygių sistema susideda iš viėnodai nutolusių lygių; žemiausio lygio energija yra lygi $\frac{1}{2} h\nu$;

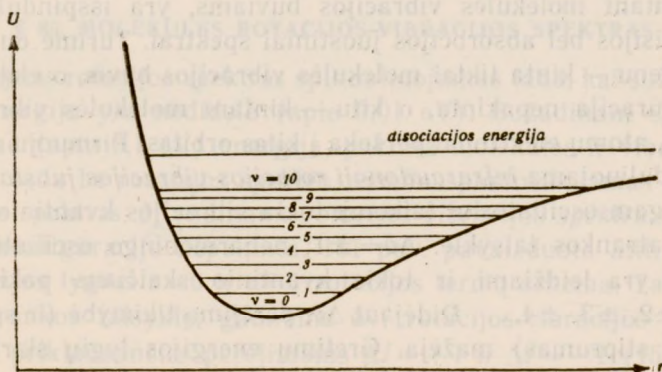
skirtumas tarp artimų energijos lygių, išreikštas energijos kiekiu, lygus $h\nu = h\nu_0 c$; čia ν yra sistemos savasis dažnumas, ν_0 — bangų skaičius, $\nu_0 = \nu/c$.

Šiuos energinius santykius vaizduoja 148 pav. potencialinė kreivė. Ji vaizduoja veikiančios tarp molekules atomų jėgos potencialo $U(r)$ priklausomybę nuo nuotolio tarp atomų; joje sužymėti kvantiniai energiniai būviai E_v . Tiesinio harmoningo osciliatoriaus potencialinė kreivė yra parabolė. Potencialinę kreivę galima taip aiškinti. Vieną atomą laikykime nejudamu koordinatinių pradžios taške, tada antras atomas svyruos kaip riedantis rutuliukas potencialo įduboje į vieną ir kitą pusę. Energijos lygių susikirtimo taškai su potencialine kreive yra svyravimo apgręžimo taškai, kuriuose visa molekules energija yra potencialinė.



148 pav.

Toks harmoningo osciliatoriaus modelis neatitinka tikrosios molekules. Pagal jį, nuotolis tarp atomų galėtų pasidaryti lygus nuliui, o to fizikiniu atžvilgiu negali būti, nes, mažėjant nuotoliui tarp atomų, elektrostatinė atstūmimo energija pasidarytų labai didelė; vidiniai elektroniniai sluoksniai deformuojami smarkiai priešinasi deformacijai. Be to, didinant nuotolį tarp atomų (dešinioji potencialinės kreivės šaka), energija taip pat be galo



149 pav.

padidėtų, o tai prieštarauja patirčiai, nes, nuotoliui didėjant, traukos jėga mažėja. Pagaliau molekulė suardoma, ji disocijuoja. Iš tikrųjų potencialinė kreivė turi 149 pav. pavaizduotą formą. Ji yra nesimetrinė, ir ją atitinkantieji svyravimai nėra harmoningi. Tada osciliatoriaus (molekulės) potencialinę energiją $U(r)$ išreiškiame, kai nuotolis tarp branduolių yra didelis, $D(1 - e^{-a(r-r_0)})^2$; čia a yra tam tikra konstanta, kurią nusako potencialinės kreivės kreivumas mažiausios energijos srityje;

$$a = \sqrt{\frac{k}{2D}}; \quad (84,2)$$

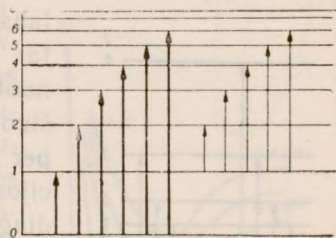
čia k yra elastingo ryšio konstanta, D — kaip matysime vėliau, molekulės disociacijos energija. Tada neharmoningo osciliatoriaus svyravimo energija taip išreiškiama:

$$E_v = h\nu \left(v + \frac{1}{2} \right) - \frac{h^2 \nu^2}{4D} \left(v + \frac{1}{2} \right)^2. \quad (84,3)$$

Šiuo atveju spektruose nuotoliai tarp spektrinių vibracijos termų nepasilieka pastovūs, bet, didėjant v , mažėja, atseit, vibracijos termai artėja vienas prie kito ir susilieja riboje D , prie kurios asimptotiškai artėja ir ją pasiekia ir dešinioji potencialinės kreivės dalis, kai $r = \infty$. Taigi D yra molekulės disociacijos energija. 149 pav. pavaizduota molekulės potencialinės energijos kreivė su pažymėtais termiais $v=0, 1, 2, \dots$. Palyginus juos su 148 pav. kreive ir termiais, matyti, kad dėl vibracijų neharmoningumo didesnio nuotolio tarp atomų potencialinės kreivės šaka pasižymi didesne tikimybe, kaip mažesnių nuotolių šaka.

Kintant molekulės vibracijos būviams, yra išspinduliuojami emisijos bei absorbcijos juostiniai spektrai. Turime du atvejus: vienu — kinta tiktai molekulės vibracijos būvis, o elektronų konfigūracija nepakinta, o kitu — kintant molekulės vibracijos būviui, atomų elektronai peršoka į kitas orbitas. Pirmuoju atveju išspinduliuojama *infraraudonoji rotacijos-vibracijos juosta*. Harmoningam osciliatoriui taikoma tokia vibracijos kvantinio skaičiaus atrankos taisyklė: $\Delta v = \pm 1$; neharmoningo osciliatoriaus atveju yra leidžiami ir tokie kvantinio skaičiaus pakitimai: $\Delta v = \pm 2, \pm 3, \pm 4, \dots$. Didėjant Δv , perėjimo tikimybė (ir spektro linijos stiprumas) mažėja. Gretimų energijos lygių skirtumas yra 0,1–0,3 eV eilės, taigi žymiai didesnis už vidutinę šilu-

minę energiją kT . Paprastai didesnių dažnumų vibracijos lygiai nesužadunami; todėl dažniausiai matomos tik absorbcijos rotacijos-vibracijos juostos; pastarosios gaunamos, pereinant elektronams iš pagrindinio, o aukštesnėje temperatūroje — iš pirmojo aukštesnio energijos lygio (150 pav.). Ir tik įkaitinti garai bei dujos spinduliuoja rotacijos-vibracijos juostas. Pagrindinių juostų energija ΔE yra apie 0,1–0,3 eV; juostos guli infraraudonojoje 4–12 μ spektro srityje; didesnės energijos juostos paslenka į fotografinę infraraudonųjų spindulių sritį ties 1 μ .



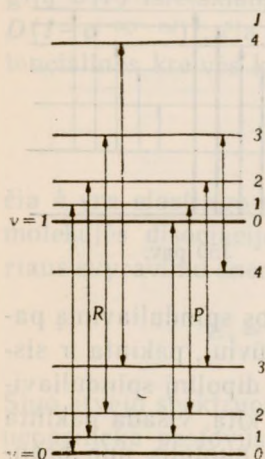
150 pav.

Kaip jau minėjome, emisijos ir absorbcijos spinduliavimą pastebime tik tada, kai, pakitus energiniam būviui, pakinta ir sistemos elektrinis momentas, taigi kai turime dipolinį spinduliavimą. Elektronams pereinant iš vieno lygio į kitą, visada pakinta dipolinis momentas, nes pakinta elektrono nuotolis nuo branduolio. Vibruojant vienodiems atomams (H_2 , O_2 , N_2 ir panašiose molekulėse), elektrinis momentas nepakinta. Tai rodo svarbų eksperimentiškai patvirtintą dėsningumą: *dviatomė molekulė, sudaryta iš vienodų atomų, nespinduliuoja normalaus stiprumo rotacijos-vibracijos juostų*. Tokių vibracijų dažnumus vadiname *optiškai neaktyviais*. Vadinasi, simetrinių molekulių rotacijos ir vibracijos spektruose trūksta visos eilės juostų.

§ 85. MOLEKULĖS ROTACIJOS-VIBRACIJOS SPEKTRAS

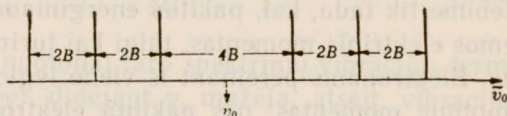
Grynas rotacijos spektras spinduliuojamas tada, kai sužadini mo energija yra nedidelė (apie 0,01 eV). Sužadinant spektrą didesne (apie 0,1 eV) energija, pakinta molekulės ir vibracijos būvis, tada be rotacijos spektro, visada spinduliuojamas ir vibracijos spektras. Jį vadiname *rotacijos-vibracijos spektru*. Elektronų konfigūracija nepakinta. 151 pav. pavaizduota atitinkanti vibracijos lygius $v=0$ ir $v=1$ rotacijos termų schema. Taikydami atrankos taisyklę, gauname dvi rotacijos-vibracijos juostų šakas, priklausančias perėjimams $\Delta J = +1$ ir $\Delta J = -1$ (151 pav. kairėje ir dešinėje). Priklausanti perėjimams $\Delta J = +1$ spektro

linijų seka, jos linijos kvantiniam skaičiui J didėjant, skleidžiasi į trumpesnių bangų pusę ir vadinama *teigiama*, arba *R-šaka*, o priklausanti perėjimams $\Delta J = -1$, kuri skleidžiasi į ilgyjų bangų pusę — *neigiama*, arba *P-šaka*. Jeigu molekulės inercijos momentas, pereinant iš vieno vibracijos būvio į kitą (tai yra



151 pav.

labai apytiksliai) pasiliktų nepakitęs, tai (kaip pavaizduota 151 pav.) tada nuotolis tarp rotacijos lygių didėtų $2B$; šiuo atveju juostą sudarytų nutolusios per $2B$ spektro linijos (152 pav.); vibracijos spektro linija $0 \rightarrow 0$, kurios padėtis diagramoje pažymėta ν_0 , yra atrankos taisyklės uždrausta; ši linija yra grynai vibracijos spektro. Taigi kiekvieną kar-



152 pav.

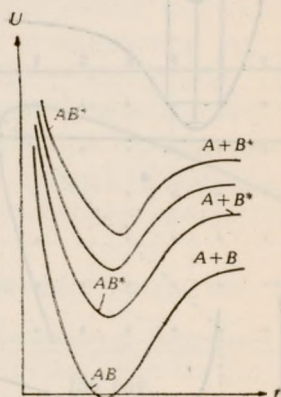
lą, kintant 151 bei 152 pav. pavaizduotam vibracijos būviui, išspinduliuojama čia aprašyto pobūdžio juosta. Apytikriai spinduliuojamas spektras pasižymi panašia struktūra, bet nuotoliai tarp spektro linijų kinta. Iš tikrųjų molekulės inercijos momentas kiek pakinta, pakitus jos vibracijos būviui; be to, molekulės rotacijos būviai nėra nepriklausomi vienas nuo kito; reikia atsižvelgti į jų sąveiką, išreiškiant molekulės energiją, t. y. sudarant energijos lygtįje narius, turinčius ν ir J . Tik tada gaunamos teorinės išvados visiškai atitinka eksperimentinius duomenis.

§ 86. ELEKTRONINIAI PERĖJIMAI MOLEKULĖSE. FRANKO IR KONDONO PRINCIPAS

Dabar susipažinkime su molekulės rotacijos bei vibracijos būvių pakitimais, kai kartu kinta ir elektronų būvis.

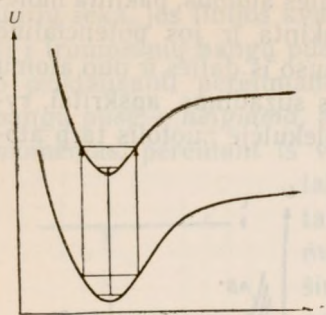
Molekulės potencialinės energijos kreivės forma ir padėtis priklauso nuo atomų ryšio, o tas ryšys — nuo elektronų pasi-

skirstymo atomuose. Sužadinus molekulės atomus, pakinta molekulės potencialinė energija, taigi pakinta ir jos potencialinė kreivė. Kadangi ryšio stiprumas priklauso iš dalies ir nuo atomų optinių elektronų išsidėstymo, tai, juos sužadinus, apskritai, ryšys silpnėja. Paprastai sužadintoje molekulėje nuotolis tarp atomų centrų r_0 yra didesnis, o disociacijos energija — mažesnė. 153 pav. pavaizduotos molekulės potencialinės kreivės, turint įvairius molekulės sužadintus būvius: normalios molekulės AB , sužadintos AB^* ir jonizuotos AB^+ , kai sužadinimas tik nežymiai pakeičia atomų ryšio stiprumą. Dešinėje sužymėta, kaip disocijuoja molekulė.

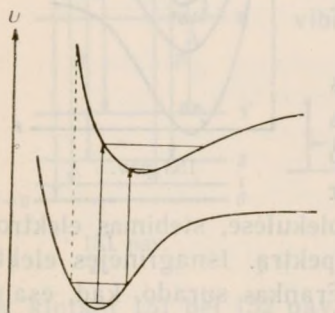


153 pav.

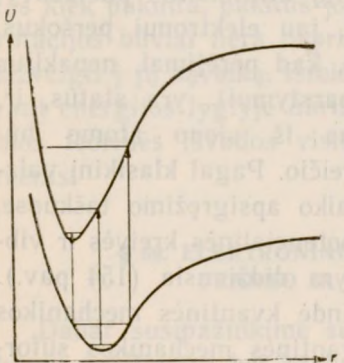
Elektroninių perėjimų atrankos taisyklės atomuose molekulėms tinka tik apytiksliai. Franko ir Kondono principas apibūdina svarbiausius ir tikimiausius elektronų perėjimus molekulėse, stebimas elektroninių juostų sistemas bei ištisinį spektrą. Išnagrinėjęs elektronų perėjimo molekulėje sąlygas, Frankas surado, kad, esant mažai elektrono masei, palyginus su branduolio mase, elektronų konfigūracija molekulėje pakinta taip greitai, jog nespėja perėjimo metu žymiau pakisti sunkiųjų branduolių vieta bei greitis. Naują elektronų konfigūraciją atitinkantis pusiausvyrinis branduolių nuotolis nusistovi, jau elektronui peršokus. 154 pav. potencialinės kreivės rodo, kad perėjimai, nepakitus nuotoliui (tik esant nedideliui išbarstymui), yra statūs, ir, išlaikydami greitį, atomai pereina iš vieno atomo būvio į kitą. Tie būviai yra vienodo greičio. Pagal klasikinį vaizdavimą, branduoliai ilgiausiai išsilaiko apsigręžimo taškuose, todėl tikimybė pereiti elektronams potencialinės kreivės ir vibracijos lygio susikirtimo taškuose yra didžiausia (154 pav.). Kondonas šį Franko vaizdinį pagrindė kvantinės mechanikos išvadamis. Reikia pastebėti, kad kvantinės mechanikos suformuluotas Franko ir Kondono principas spektro juostų intensyvumą nusako tiksliau, kaip klasikinis.



a



b



c

154 pav.

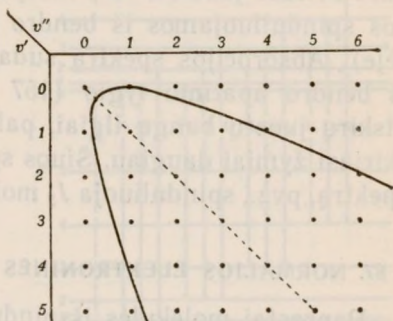
Pagal Franko ir Kondono principą, priklausomai nuo abiejų potencialinių kreivių padėties viena kitos atžvilgiu perėjimai tarp kai kurių vibracijos termų darosi tikimesni ir atitinkančios tuos perėjimus spektro linijos švyti stipriau. Jei abiejuose elektroniniuose būviuose nuotoliai tarp branduolių yra vienodi (154 pav., a), tai šiuo atveju šviesesnės yra tos juostos, kurios išspinduliuojamos, kai vibracijos kvantinių skaičių v' ir v'' skirtumas yra lygus nuliui, taigi kai $v' \rightarrow v'' = 0 \rightarrow 0$; $1 \rightarrow 1$; $2 \rightarrow 2$ ir t. t. Bet kada viršutinio būvio r_0 yra didesnis už apatinio (kai sužadinant ryšys silpnėja, 154 pav., b), tada absorbcijoje kiekvieną v'' atitinka du pirmaujantieji perėjimai į aukštesniąją kreivę. Kai sužadinant ryšys sustiprėja (154 pav., c), aukštesniame būvyje r_0 yra mažesnis, kaip žemesniame, ir turime du kitus pirmaujančius perėjimus.

Šio principo nusakytą spektro linijų intensyvumo pasiskirstymą juostų sistemose galima pa-vaizduoti grafiškai vadinamąja *juostų sistemos briaunų schema* (155 pav.). Abscisių ašyje sužymėtos apatinio būvio vibracijos kvantinių skaičių v'' , o ordinačių — viršutinio v' reikšmės. Vietoj v' ir v'' kartais žymimi briaunų bangos ilgiai arba bangų skaičiai, arba jų intensyvumai. Iš Franko ir

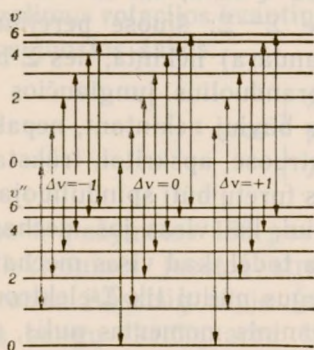
Kondono principo išaina, kad 154 pav., *a*, atveju ryškiausios juostos sugula schemos diagonalėje, o *b* ir *c* atvejais jos atsидuria parabolėje: absorbcijos juostos vyrauja stačiojoje, o emisijos — gulsčiojoje parabolės šakoje. Tokiu būdu, iš juostų intensyvumo pasiskirstymo juostų sistemoje, pasinaudojus Franko ir Kondono principu, galima spręsti apie molekulės potencialinių kreivių padėtį; taigi iš šių duomenų galima nusakyti optinio elektrono įtaką atomų ryšio stiprinimui.

Pagal Franko ir Kondono principą, juostų sistemos, bent kraštiniais atvejais (kai branduolių nuotolis nekinta arba kai jis pakinta labai žymiai), turi kitaip atrodyti.

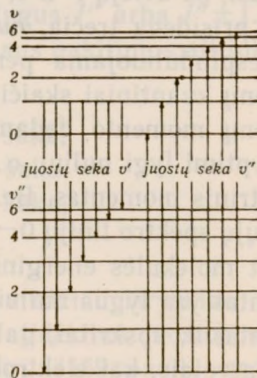
156 pav. pavaizduota spektro išvaizda, kai potencialinės kreivės nepasistūmusios (154 pav., *a*). Spektras susideda iš vyriausioje diagonalėje ($\Delta v = 0$) gulinčių šviesių juostų ir dviejų tamsesnių, gulinčių šalutinėse diagonalėse ($\Delta v = \pm 1$). Iš schemos matyti, kad visų trijų grupių, vaizduojančių atitinkamos juostos perėjimus, atkarpų ilgis, išreikštas bangų skaičiumi v_0 (arba bangos ilgiu λ), mažai kuo skiriasi. Vadinasi, spektras susideda iš nedaugelio arti viena kitos gulinčių juostų grupių, todėl jis vadinamas *grupiniu spekt*-



155 pav.



156 pav.



157 pav.

ru. Tokius spektrus matome anglies lanko šviesoje, kur turime CN ir C₂ juostų spektrą.

Kai, pereinant elektronams, nuotolis tarp branduolių žymiai pakinta (154 pav., *b* ir *c*), spinduliuojamasis spektras turi 157 pav. pavaizduotos schemos struktūrą. Emisijos spektrą sudaro šviesos juostos, kaip matyti iš briaunų schemos (155 pav.). Jos spinduliuojamos iš bendro viršutinio lygio (157 pav., kairėje). Absorbcijos spektrą sudaro absorbcijos juostos, kilusios iš bendro apatinio lygio (157 pav. dešinėje). Greta gulinčių atskirų juostų bangų ilgiai, palyginus su grupiniais spektrais, skiriasi žymiai daugiau. Šiuos spektrus vadiname *eiliniaais*. Tokį spektrą, pvz., spinduliuoja J₂ molekulė.

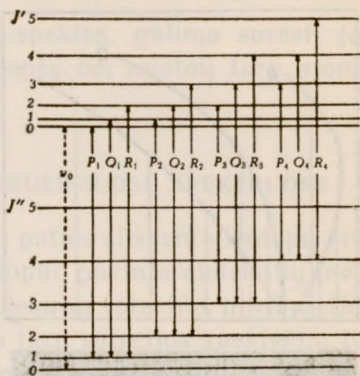
§ 87. NORMALIOS ELEKTRONINĖS JUOSTOS ROTACINĖ STRUKTURA

Paprastai molekulės išspinduliuoja labai sudėtingą spektrą, nes tuo pat metu pakinta molekulės rotacijos ir vibracijos būvis, be to, dar pakinta elektronų sandara. Šiuo atveju molekulinis spektras švyti regimoje ir ultravioletinėje spektro srityje. Elektronams pereinant, kinta molekulės elektrinis momentas. Todėl galime matyti ir simetrinių (pvz., H₂, O₂ ir t. t.) molekulių elektronų perėjimų juostinius spektrus. Be to, elektronų perėjimai yra galimi, ir nekintant molekulės rotacijos būviui. Šiuo atveju rotacinio kvantinio skaičiaus atrankos taisyklė yra

$$\Delta J = 0 \text{ arba } \pm 1. \quad (87,1)$$

Vadinasi, be dviejų *P* ir *R* šakų, priklausančių perėjimams $\Delta J = \pm 1$, prisideda trečia, *nulinė*, arba *Q-šaka*, kai $\Delta J = 0$. Pastaroji nespinduliuojama perėjimuose $\Sigma \rightarrow \Sigma$; šiuose perėjimuose elektronų kvantiniai skaičiai (jų sandara) nekinta, nes Σ -būvio elektronų momento dedamoji Λ branduolius jungiančios linijos kryptimi lygi nuliui, o rotacijos būviui nekintant, nepakinta ir elektrinis momentas. Be to, spektruose, apskritai, trūksta vadinamųjų spektro linijų 0—0, kurios turėtų būti spinduliuojamos, kintant molekulės energiniam būviui, kai visas jos mechaninis momentas yra lygus nuliui. Tai yra todėl, kad visas mechaninis momentas *J*, apskritai, gali būti lygus nuliui tik Σ -elektroninių būvių atvejais, kai elektronų mechaninis momentas nulis, ir tokių perėjimų nėra.

Be perėjimų (87,1), turimi ir perėjimai, kai $\Delta J = \pm 2$, taigi šalia P -, Q - ir R - šakų matomos ir O - bei S -šakos. Tačiau šio kvadrupolinio spinduliavimo stiprumas yra žymiai silpnesnis. Kaip jau minėjome, kintant elektronų pasiskirstymui, labai dažnai žymiai pakinta nuotolis tarp branduolių, inercijos momentas bei ryšio sąlygos; todėl vibracijos bei rotacijos būviai elektronų apatiniame ir viršutiniame būviuose yra skirtingi. 158 pav. pavaizduotos dvi rotacijos termų sekos, susidarančios tarp kai kurių dviejų vibracijos termų, kai kartu pakinta ir molekulės elektroniniai būviai. Nuotolis tarp abiejų rotacijos nulinių lygių yra lygus trūkstamos (uždraustos) nulinės linijos bangų skaičiui.



158 pav.

Pastarasis lygus elektronų ir vibracijos kvantinių šuolių (v' — v'') bangų skaičių sumai. Pažymėkime ją $\bar{\nu}_0(v', v'')$. Juostos atskiros rotacijos spektro linijos sužymėtos pagal apatinio būvio J , t. y. J'' reikšmę; pvz., juostos linija R_3 atitinka perėjimą $J' \rightarrow J'' = 4 \rightarrow 3$. Bet kurios juostos rotacijos spektro linijos bangų skaičius bus taip išreikštas:

$$\bar{\nu} = \bar{\nu}_0(v', v'') + B_v J'(J'+1) - B_{v'} J''(J''+1); \quad (87,2)$$

pagal atrankos taisyklę J' gali būti lygus J'' arba $J'' \pm 1$. Šiuos tris galimus rotacijos kvantinio skaičiaus pakitimus atitinka trys vienos juostos šakos:

$$J' = \begin{cases} J'' - 1 & P\text{-šaka,} \\ J'' & Q\text{-šaka,} \\ J'' + 1 & R\text{-šaka,} \end{cases} \quad (87,3)$$

kurios ir pažymėtos 158 pav.

Elektroninės juostos struktūrą vaizdžiai išryškino *Fortra diagrama*. Abscisių ašyje (aukštai) atidėkime juostos spektro linijų bangų skaičių arba bangų ilgį (159 pav.), ordinacių ašyje — rotacijos kvantinį skaičių J'' . Dabar visos trys šakos

Kai, pereinant elektronams, molekulėje nepakinta nei nuotolis tarp branduolių, nei inercijos momentas abiejuose būviuose ($B' = B''$ ir $I' = I''$), tai, kaip rodo reiškiny (87,2), P - ir R -šakų parabolės pavirsta tiesėmis, o Q -šakos linijos visos sutampa (160 pav.).

Tokiu būdu, ištyrus molekulės spektrą, galima surasti jos rotacijos konstantą, inercijos momentą bei nuotolį tarp atomų branduolių.

§ 88. IZOTOPIJOS EFEKTAS MOLEKULINIUISE SPEKTRUOSE

Kai molekulės sudaro vieno ir to paties elemento izotopų atomai, pvz., Li^6H ir Li^7H , pakitus izotopui, pakinta molekulių inercijos momentas, taigi pakinta ir molekulių rotacijos ir vibracijos spektrinių lygių nuotoliai. Nuotolis tarp rotacijos spektrinių lygių yra proporcingas molekulės inercijos momentui I (§ 83), o tarp vibracijos spektrinių lygių (§ 84) — atvirkščiai proporcingas kvadratinei šakniai iš I . Įtaka izotopinių atomų masės molekuliniam spektrui vadinama *rotacijos bei vibracijos izotopijos efektu*.

Tegu dviatomė molekulė sudaryta iš atomų, kurių masė yra m_1 ir m_2 . Viena atomą pakeitus jo izotopu, masė lygi $m_1 + \Delta m$. Tuomet abiejų izotopų tos pačios rotacijos spektro linijos bangų skaičius skiriasi Δv_r , o tos pačios vibracijos juostos briaunos — Δv_s ; Δv_r ir Δv_s išreiškiami taip:

$$\Delta v_r = \frac{m_2 \cdot \Delta m}{(m_1 + m_2)(m_1 + \Delta m)} v_r, \quad (88,1)$$

o

$$\Delta v_s = \frac{m_2 \cdot \Delta m}{z(m_1 + m_2)(m_1 + \Delta m)} v_s, \quad (88,2)$$

čia v_r yra atitinkamos rotacijos spektro linijos nuotolis nuo nulinės juostos linijos ir v_s — vibracijos juostos briaunos nuotolis nuo juostų sistemos 0, 0-juostos. Iš (88,1) ir (88,2) matyti, kad Δv_r bei Δv_s yra tiesiai proporcingas v_r bei v_s . Išmatavę Δv_r bei Δv_s , galime surasti izotopų masių santykį $m_1 : (m_1 + \Delta m)$, o iš spektro linijos intensyvumo galime spręsti apie izotopų gausumą mišinyje. Šiuo būdu buvo atrasti C, N ir O izotopai ir išma-

tuotas kitų izotopų gausumas. Radiospektroskopiniai rotacijos-vibracijos spektrų izotopijos efektų tyrimai pasižymi dideliu tikslumu.

§ 39. BRANDUOLIŲ SUKINIO MOMENTŲ ĮTAKA. DUJŲ MOLINĖ ŠILUMA

Atominėje fizikoje išsiaiškinome, kad dviejų elektronų sistema, pvz., He atomas, turi dvi tarp savęs nekombinuojančias vienalypių ir trilypių spektrinių termų sistemas. Tokias termų sistemas, kurias sąlygoja elektronų sukinių momentų kryptys, turėtų turėti ir dviejų elektronų, pvz., H_2 , molekulė. Pasirodo, kad visoms dviatomėms molekulėms, sudėtoms iš visiškai vienodų atomų (H_2 , O_2 , N_2 ir kt.), yra būdingos, panašios į anksčiau minėtasias, dvi tarp savęs nekombinuojančios termų sistemos, kurios susidaro, esant nevienodam atomų branduolių sukinio momentų nuokrypiui. Antra vertus, kvantinėje mechanikoje išvedama, kad dviatomės molekulės rotacijos termai pakaitomis priklauso toms (vienalypei ir trilypei) termų sistemoms. Taigi reikia laukti, kad kas antras iš eilės rotacijos spektro termas bus sudėtas iš 3 esančių arti vienas kito komponentų. Bet, esant silpnai branduolio ir molekulės mechaninių momentų sąveikai, šie komponentai tik padidina spektro linijų intensyvumą. Šis reiškinys vadinamas *juostinio spektro linijų pakaitiniu stiprumo kitimu*. Jis būdingas tik visiškai simetrinėms molekulėms ir išnyksta, jei molekulę sudaro ne visai vienodi atomai, pvz., $N^{14}N^{15}$ ir pan. Dviejų gretimų rotacijos spektro linijų stiprumo santykis k taip išreiškiamas. Jei branduolio sukinio kvantinis skaičius yra I , tada

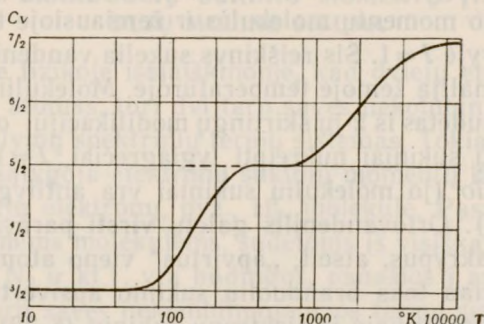
$$k = \frac{I+1}{I}. \quad (89,1)$$

Protono sukinio momentas $I = \frac{1}{2}$. Taigi H_2 molekulės $k=3$. He_2 arba O_2 molekulių atomų branduolių sukinio reikšmė yra lygi nuliui, tai $k = \infty$, atseit, kas antra rotacijos linija iškrinita. Išmatavus dviatomių molekulių, sudarytų iš visai vienodų atomų, rotacijos spektro linijų intensyvumą, galima surasti atomų branduolių sukinio momentus, jei žinoma šių atomų spektrų hipersmulkioji struktūra (§ 39).

Vandenilio molekulės inercijos momentas nedidelis. Jos rotacijos spektro linijos yra toli viena nuo kitos abiejose tarp savęs nekombinuojančiose rotacijos termų sistemose. Todėl, tolygiai žeminant temperatūrą, į būvį $J=0$ pereina tik molekulės, turinčios antilygiagrečiai nukreiptus sukinio momentus, o lygiagrečių sukinio momentų molekulės ir žemiausioje temperatūroje pasilieka būvyje $J=1$. Šis reiškiny suskelia vandenilio specifinės šilumos anomaliją žemoje temperatūroje. Molekulinis vandenilis yra tarytum sudėtas iš 2-jų skirtingų modifikacijų: *ortovandenilio* (jo molekulių sukiniai nukreipti lygiagrečiai, $J=1, 3, 5, \dots$) ir *paravandenilio* (jo molekulių sukiniai yra antilygiagretūs, $J=0, 2, 4, \dots$). Ortovandenilis galėtų virsti paravandeniliu, tik atvirkščiai pakrypęs, atseit, „apvirtus“ vieno atomo branduolio sukiniui. Tačiau toks branduolių sukinio apsisvertimas yra uždraustas, panašiai kaip ir elektronų sukinio (§ 32). Ir tik esant dideliame slėgimui, adsorbavus vandenilį atvėsinta anglimi, pavyko pagaminti gryną paravandenilį; jo juostų spektre yra išnykusios rotacijos spektro linijos, atitinkančios būvius $J=1, 3, 5, \dots$

Vienodo energijos pasiskirstymo pagal judėjimo laisvės laipsnius dėsnis rodo, kad dviatomių dujų molinė specifinė šiluma turėtų būti lygi $\frac{7}{2}R$ (atitinkamai 3 slinkties, 2 rotacijos aplink dvi ašis, statmenas branduolius jungiančiai tiesei ir 2 vibracijos išilgai šios tiesės judėjimo laisvės laipsnius). Molekulės vibracijos energija susideda iš kinetinės ir potencialinės energijos (I d. § 75). Tačiau tik aukštoje (kelių tūkstančių laipsnių) temperatūroje dviatomių dujų molinė šiluma pasidaro lygi $\frac{7}{2}R$; paprastai ji yra lygi $\frac{5}{2}R$, o žemoje temperatūroje sumažėja (vandenilio) iki $\frac{3}{2}R$. Toks dujų molinės šilumos kitimas aiškinamas taip. Molekulės rotacijos ir vibracijos energija gali pasikeisti tik kvantais, o toks kitimas galimas tik tada, kai vidutinė šiluminė energija kT yra artima rotacijos arba vibracijos energijos kvantui. Jei kT bus mažesnė, pvz., už pirmąjį (žemiausių lygių) vibracijos energijos kvantą, tai, nežymiai pakėlus dujų temperatūrą, molekulės vibracijos energija negalės padidėti, molekulių vibracija neprisidės prie molinės šilumos pakitimo.

Pvz., tik 3 400°K temperatūroje azoto molekulių vibracija žymiau padeda ją keisti, o molekulių rotacijos būvio pakitimai bet kokioje temperatūroje, kol azotas pasilieka dujų būvyje, apsprendžia molinės šilumos pakitimus. Paprastai sakoma, kad azoto molekulių vibracijos laisvės laipsniai jau kambario temperatūroje



161 pav.

yra įšalę. Tik žemoje temperatūroje išąla vandenilio molekulių rotacijos laisvės laipsniai, nes jų inercijos momentas yra ypatingai mažas. 161 pav. kreivė vaizduoja tokį H_2 molekulių laisvės laipsnių „išsalimą“ — kvantinį molinės šilumos kitimą.

Dujų molinės šilumos priklausomybė nuo temperatūros, kaip ir molekuliniai rotacijos bei vibracijos spektrai, aiškiai patvirtina molekulių rotacijos bei vibracijos energijos kvantavimą.

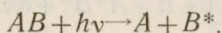
Vienatomių dujų molinė šiluma yra lygi $\frac{3}{2} R$; tai atitinka 3 slinkties judėjimo laisvės laipsnius. Atomas galėtų suktis aplink 3 koordinacių ašis, taigi tada prisidėtų dar 3 rotacijos laisvės laipsniai, ir molinė šiluma turėtų būti lygi $3R$. Tačiau atomų rotacijos laisvės laipsniai yra visada įšalę; mat, esant mažam atomų inercijos momentui, rotacijos energijos kvantai yra kelių elektronvoltų dydžio. Vienatomių dujų molinės šilumos kitimas patvirtina, kad elektronų orbitinio judėjimo kiekio momentas yra kvantuojamas.

§ 90. DVIATOMIŲ MOLEKULIŲ DISOCIACIJA IR SUSIDARYMAS

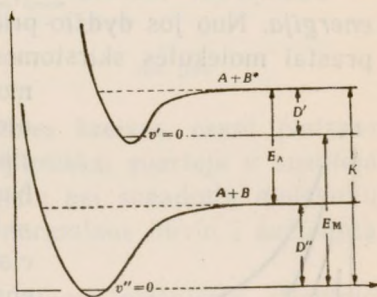
Vienas iš svarbesnių molekulių dydžių yra jų *disociacijos energija*. Ji apibūdina atomų ryšio stiprumą molekulėje. Šią energiją galime surasti įvairiais būdais. Fizikoje ji nustatoma iš

molekulinį spektrų, taikant vadinamąjį *fotodisociacijos* būdą, o chemijoje — *terminio sužadavimo* būdu, pakeliant medžiagos temperatūrą. Labai dažnai šiais dviem būdais gautieji duomenys kiek skiriasi.

Fotodisociacijos būdu skaidant molekulę, kai ji absorbuoja kritusį į ją spinduliavimo kvantą $h\nu$, prieš skylančią molekulę, vienas iš jos atomų esti sužadinamas. Tegu molekulė yra sudėta iš atomų A ir B . Pažymėkime sužadintą atomą žvaigždute (pvz., B^*). Tada fotodisociacijos procesą reiks taip pažymėti:



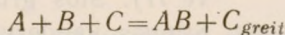
162 pav. yra pavaizduota molekulės AB normalaus ir sužadinto būvio potencialinės kreivės. Pažymėkime: E_M — molekulės, E_A — atomo sužadavimo energiją, D'' ir D' — nesužadintos ir sužadintos molekulės disociacijos energiją, K — sužadintos molekulės molekulinio spektro ribą (išreikštą energijos vienetais), už kurios yra ištisinis disociacijos spektras. Iš 162 pav. matyti, kad $D' = K - E_M$ ir $D'' = K - E_A$. Taigi, žinodami atomo sužadavimo energiją E_A , galime surasti nesužadintos molekulės disociacijos energiją D'' . Molekulinio spektro ribos dažnumą surandame ekstropoliacijos būdu. Kai kurių atomų, pvz., halogenų, sužadavimo energija yra išmatuota.



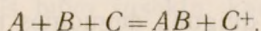
162 pav.

Tiriant šiluminiu būdu, surandama nesužadintos molekulės disociacijos energija.

Molekulės disociacijai atvirkščias procesas yra *molekulės susidarymas* — *rekombinacija*. Molekulės susidaro, susidūrus vienu laiku trims normaliems atomams A , B ir C . Rekombinacijos procesą galime taip išreikšti:

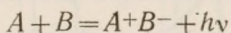


bei

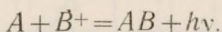


Trečiasis atomas C , dalyvaujas molekulės susidaryme, nusineša rekombinacijos energiją, kuri išlaisvinama, susidarant molekulei AB , ir sunaudojama arba trečiajam atomui C pagreitinti, arba jam jonizuoti. Taip susidaro, pvz., H_2 , O_2 ir kt.

Susidūrus dviem atomams, susidaro molekulė tik tada, jeigu smūgio metu pakinta jų elektronų konfigūracija. Šiuo atveju išlaisvinta rekombinacijos energija išspinduliuojama ištisinio spektro pavidalu. Tokį molekulių susidarymo procesą galime išreikšti taip:



arba



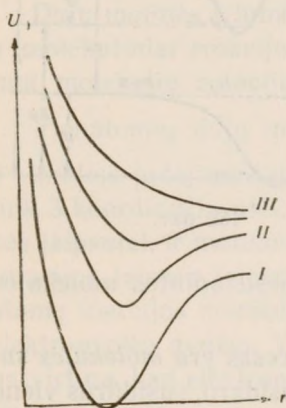
Pirmame procese susidaro joninės, pvz., $NaCl$, KCl ir kt., molekulės; antrąjį procesą turime išsielektrtinimo vamzdyje; plazmoje, susidūrus atomui su jonu, labai dažnai susidaro ir nejoninės molekulės.

Susidarant molekulėms, esti išlaisvinama *rekombinacijos energija*. Nuo jos dydžio priklauso ir molekulės tvirtumas. Paprastai molekulės skirstomos į tris grupes. Pirmosios grupės

molekulės yra tvirtos, ryšys tarp jų atomų stiprus. Tokių molekulių disociacijos energija lygi $(1 \div 10)$ eV. Nuotolis tarp atomų molekulėje $r_0 \approx 1$ Å. Šios grupės molekulių potencialinė kreivė turi ryškią įdubą — energijos minimumą (163 pav. kreivė I). Grupę daugiausia sudaro joninės molekulės.

Tačiau pasitaiko ir silpnescio ryšio molekulių. Nuotolis tarp atomų jose $r_0 \approx (3 \div 5,4)$ Å, o disociacijos energija — tik apie $(0,1 \div 0,01)$ eV. Tokių molekulių potencialinės kreivės įduba yra labai nežymi (163 pav. kreivė II). Šios grupės molekulės vadi-

namos *vandervalsinėmis*. Silpnas vandervalsinių traukos jėgų veikimas aiškiai pastebimas, pvz., tarp dviejų deguonies molekulių O_2 , kurios sudaro dvigubą deguonies molekulę $(O_2)_2$.



163 pav.

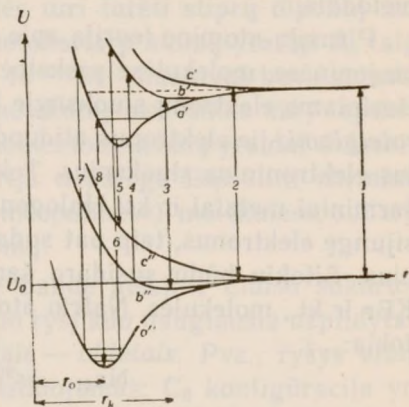
Trečiąją molekulių grupę sudaro vadinamoji *smūgio pora*. Dviejų atomų susidūrimo metu susidaro statinys, savo ypatybėmis primenantis molekulę. Pora egzistuoja tik tiek, kol trunka pats smūgis, po jo atomai vėl išsiskiria. Tokių smūgio porų potencialinėje kreivėje nėra visai įdubos (163 pav. kreivė III). Taigi smūgio poros energija turi tik teigiamą reikšmę, atseit, tarp atomų smūgio poroje veikia tik atstūmimo jėga. Tarp vandervalsinių molekulių bei smūgio porų griežtos ribos nėra. Molekulėje aiškiausiu visokeriopo ryšio būdo pavyzdžiu gali būti gyvsidabrio molekulė Hg_2 ; iš molekulių spektrų nustatyta, kad joje yra įvairaus stiprumo ryšys.

Nevienodo stiprumo ryšiu atomų molekulėse galime paaiškinti juostinio ir ištisinio molekulinio spektro kilmę.

164 pav. vaizduoja normalios

ir sužadintos molekulės potencialines kreives, esant įvairaus stiprumo ryšiui. Dešinėje jos asimptotiškai suartėja ir susilieja į vieną liniją, vaizduojančią normalų bei sužadintą molekulių būvį. Įvairūs galimi perėjimai iš normalaus būvio į sužadintą pavaizduoti stačiomis strėlėmis.

Turint perėjimą (1), išspinduliuojama neišplėsta atominio spektro linija, o perėjimą (2) — jau išplėsta. Jos išplėtimas priklauso nuo potencialinių kreivių polinkio, vidutinio nuotolio tarp atomų (taigi nuo dujų tankio) bei temperatūros. Atseit, atominio spektro linijos smūginį išplėtimą galime laikyti molekulinio spektro riba. Perėjimuose (3) ir (4) spinduliuojamas vandervalsinių molekulių molekulinis spektras, sudarytas iš ištisinių juostų, o (5)—(8) — tikrasis molekulinis spektras su ištisinio emisijos bei absorbcijos spektro sritimis.

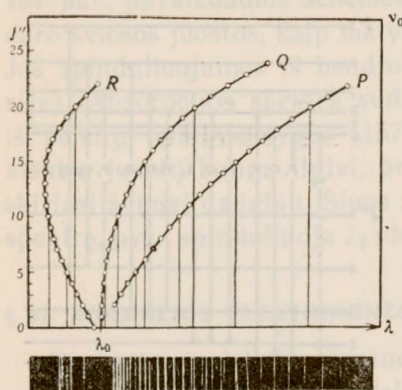


164 pav.

§ 91. ATOMŲ RYSIO JĖGOS MOLEKULĖJE

Cheminiiais tyrimais buvo susekta, kad bet kurio cheminio elemento arba cheminio junginio molekulėje turime tik tam

pavaizduotos parabolėmis, nes juostos linijų bangų skaičius priklauso nuo J^2 . Fortra diagrama išskiria skirtingų šakų susimaišiusias spektro linijas į atskiras grupes. Ir atvirkščiai, iš Fortra diagramos galime sudaryti juostos spektrinį vaizdą,



159 pav.

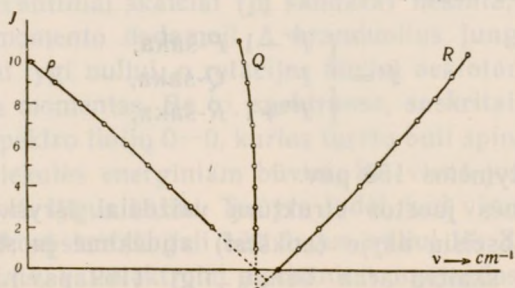
violetiškai šešėliuota, o kai ją sudaro R-šaka (159 pav.) — raudonai šešėliuota. Šešėlinimas priklauso nuo to, kada branduolių nuotolis bei inercijos momentas yra didesnis, viršutiniame ar apatiniame būvyje; kai

$$r'_0 > r''_0, I' > I''; B' < B'',$$

turime R-ribą, o kai

$$r'_0 < r''_0, I' < I''; B' > B'',$$

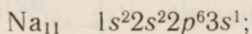
P-ribą.



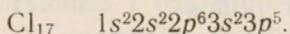
160 pav.

tikrą atomų skaičių. Pvz., yra žinomos molekulės H_2 , CO , CO_2 , H_2SO_4 ir kt., bet nėra molekulių H_3 , CO_3 , HSO ir kitokių. Taigi molekulėje veikiančios atominės jėgos tegali surišti tik tam tikrą ribotą atomų skaičių. Šių jėgų prigimtį iš pradžių mėgino aiškinti chemija, vėliau ją aiškino molekulinė fizika. Dabartiniu metu cheminio ryšio klausimas tiriamas kvantinės mechanikos metodais.

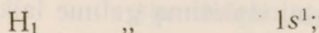
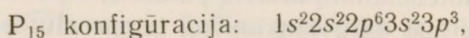
Pirmąją atominę teoriją apie cheminį ryšį heteropolinėse, arba joninėse, molekulėse paskelbė 1916 m. Kōselis. Atomai, kurie išoriniame elektronų sluoksnyje turi mažai elektronų, yra *elektroteigiami*; jie elektronus atiduoda lengvai, sudarydami užpildytus elektroninius sluoksnius. Tokie yra, pvz., šarminiai ir žemės šarminiai metalai ir kt. Halogenai yra *elektroneigiami*; jie, prisijungę elektronus, taip pat sudaro užpildytus elektronų sluoksnius. Šitokiu būdu susidaro šarminių halogenidų, pvz., $NaCl$, KBr ir kt., molekulės. Natrio atomo elektronų konfigūracija yra tokia:



o chloro atomo:



Natrio atomas atiduoda savo valentinį elektroną ($3s^1$) chloro atomui, pasidarydamas Na^+ , o šį elektroną prisijungęs chloro atomas tampa Cl^- . Abiejų jonų elektronų sluoksniai lieka užpildyti ($s^2 p^6$). Tarp teigiamo Na^+ ir neigiamo Cl^- jonų veikia elektrostatinė traukos jėga, kuri ir suriša juos į molekulę. Panašiai galima išaiškinti PH_3 , PCl_5 , CH_4 ir kitų joninių molekulių susidarymą. Pvz.,



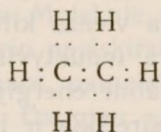
P_{15} išorinį sluoksnį užpildžius trimis H_1 elektronais, susidaro $3H^+$ ir P^{3-} jonai, kurie ir sudaro molekulę PH_3 . O junginyje PCl_5 susidaro P^{5+} ($1s^2 2s^2 2p^6$) ir $5Cl^-$ ($1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$) jonai, kurie ir sudaro molekulę PCl_5 .

Joninio ryšio teorija labai vaizdžiai išaiškino ryšio prigimtį heteropolinėse (joninėse) molekulėse. Tačiau ji susidūrė ir su kai kuriais prieštaravimais. Kad galėtų tokiu būdu susidaryti

molekulė, reikia, jog elektroteigiamo atomo jonizacijos energija būtų mažesnė už elektroneigiamo atomo elektrono giminingumo (prijungimo) energiją. Bet dažniausiai junginiuose esti atvirkščiai. Tačiau ir šiuo atveju jonizacijos energijos perteklių padengia išlaisvinamoji molekulės susidarymo (rekombinacijos) energija.

Dviatomės joninės molekulės turi turėti stiprų dipolinį momentą. Pvz., KCl molekulės nuotolis tarp atomų yra 3,1 Å, taigi jos elektrinis momentas $\mu_e = 5 \cdot 10^{-29}$ SI; išmatavus buvo surasta, kad $\mu_e = 2,7 \cdot 10^{-29}$ SI. Kitų molekulių skirtumas tarp apskaičiuotų ir išmatuotų elektrinio momento reikšmių yra dar didesnis. Ir pagaliau joninio ryšio teorija nepajėgė išaiškinti cheminio ryšio prigimties atominėse (homeopolinėse) molekulėse, sudarytose iš 2 ir daugiau vienodų atomų.

Ryšį atominėse molekulėse bandė aiškinti Liuiso sukurtoji oktėtų teorija. Ji taip pat aiškino ryšį kuo daugiausia užpildytais iki $8(s^2p^6)$ elektronų sluoksniais — *oktetais*. Pvz., ryšys etano molekulėje C_2H_6 buvo taip vaizduojamas: C_6 konfigūracija yra $1s^22s^22p^2$; o H_1 — $1s^1$. Abiejų atomų elektroninių sluoksnių užpildymą, pažymint kiekvieną elektroną atskiru tašku, galima pavaizduoti taip:



Naudojant H elektronus, galima C atomus apsupti 8 elektronų sluoksniu; kiekviena elektronų pora tuo pat metu priklauso dviem atomams; jie ir sąlygoja šių atomų ryšį. Ne visoms žinoms molekulėms galima sudaryti tokius oktėtų žiedus. Yra nustatyta, kad kuo okteto žiedas yra tuštesnis, tuo ryšiai molekulėje mažiau prisotinti, ir pati molekulė yra chemiškai aktyvesnė.

Dabartinę cheminio ryšio bei atomų valentingumo teoriją sukūrė Heitleris ir Londonas. Ši teorija pagrįsta kvantinės mechanikos pagrindiniais teiginiais.

Oktetų cheminio ryšio teorija iškėlė mintį, kad ryšį tarp atomų molekulėje sąlygoja jų elektronų porų sąveika. Fizikinę tos sąveikos reikšmę išaiškino kvantinė mechanika.

Kvantinė mechanika be jokio ypatingo modelio, vien tik remdamasi savo pagrindine (Šredingerio) lygtimi, įveikė išaiškinti, kokioms jėgoms veikiant susidaro molekulė, ir kiekybiškai nusakyti jos ryšio energiją.

Kad aiškiau suprastume bangų mechanikos homeopolinio, arba valentinio, ryšio teorijos pagrindinę mintį, prisiminkime tokį elektromagnetinį reiškinių. Suriškime induktyviškai du tokio pat dažnumo f_0 svyravimo kontūrus, juos suartindami. Tada taip sudaryta sistema įgyja du stacionarinius savuosius dažnumus $f_0(1+k)$ ir $f_0(1-k)$, čia k yra abiejų kontūrų induktyvinio ryšio laipsnis. Mažesnio $f_0(1-k)$ dažnumo savasis svyravimas atitinka „simetrinį“ kontūrų svyravimą; šiuo atveju abiejuose kontūruose elektros srovės bėga ta pačia linkme, taigi jos yra sinfazinės. Didesnio $f_0(1+k)$ dažnumo svyravimas yra „antisimetrinis“; tada kontūruose srovės bėga priešingomis linkmėmis. Derindami šiuos kontūrų būvius, surandame visos sistemos svyravimo būvį. Taip svyruojant sistemai, nuolatos vyksta energijos perdavimas iš vieno kontūro į kitą, ir „mušimų“ dažnumas yra lygus $2kf_0$. Ypač yra svarbi tokia tos sistemos ypatybė. Svyruojant sistemai mažesniu dažnumu, kontūrai traukia, o jai svyruojant didesniu,— stumia vienas kitą. Jie sąveikoja tuo stipriau, kuo stipriau jie yra induktyviškai surišti; taip pat tuo daugiau kinta jų potencialinė energija.

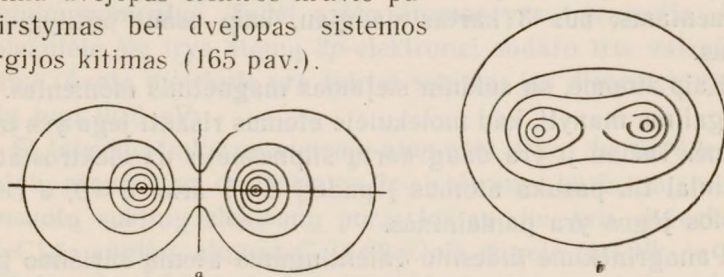
Tokia pat sąveika pasireiškia ir tarp visokių rūšių ir įvairiai surištų osciliatorių. Apibendrindami galime tvirtinti, kad, jei surišant osciliatorius jų dažnumas mažėja, tarp osciliatorių pasireiškia trauka, ir atvirkščiai.

Kvantų teorijoje vietoj dažnumo imama atomų stacionarinių būvių energija $h\nu$. Jei, suartinant dvi surištas sistemas, jų potencialinė energija mažėja, tai tarp jų turi veikti traukos jėga, ir atvirkščiai, nes jėgą išreiškia potencialinės energijos gradientas, paimtas su neigiamu ženklu.

Kvantinėje mechanikoje išvedama, kad, suartinant du vienus atomus, susidaro jėgos, panašios į čia aprašytąsias. Jas vadiname *pamainų jėgomis*. Vietoj mušimų dažnumo $2kf_0$ imama pamainų energija. Kadangi pradiniame būvyje atomų energi-

jos lygiai yra vienodi, kalbama apie *bangų mechaninį rezonansą*.

Tiriant kvantinės mechanikos metodais H_2 molekulės susidarymą, nagrinėjama sistemos elektros krūvio pasiskirstymo tikimybė, kurią nusako savoji funkcija bei ją atitinkanti savoji energijos reikšmė. Heitleris ir Londonas gavo du Šredingerio lygties sprendinius, esant tam tikram nuotoliui tarp atomų. Kalbama apie simetrines ir antisimetrines savąsias funkcijas. Jas atitinka dvejopas elektros krūvio pasiskirstymas bei dvejopas sistemos energijos kitimas (165 pav.).



165 pav.

Kai turime antisimetrinę funkciją, tai elektros krūvio pasiskirstymą vaizduoja kreivės *a*. Atomus artinant, sistemos energija visą laiką didėja; tada pamainos energija yra teigiama, atomai vienas kitą stumia. Molekulė susidaryti negali. Simetrinės funkcijos atveju krūvio pasiskirstymą vaizduoja kreivės *b*. Iš pradžių, atomus artinant, pamainos energija mažėja, taigi molekulė gali susidaryti. Daugiau artinant, energija vėl pradeda didėti, taigi pasireiškia atstūmimas.

Tokiu būdu, kad molekulė galėtų susidaryti, savoji funkcija turi būti simetrinė, atseit, abu elektronai turi turėti tokius pat pagrindinį n , šalutinį l ir magnetinį m kvantinius skaičius. Antisimetrinę funkciją turime tada, kai vienas iš šių trijų kvantinių skaičių n , l , m yra skirtingas. Pagal Paulio principą dviejų elektronų kvantiniai skaičiai n , l , m , s negali būti vienodi: vienas iš jų turi skirtis. Taigi, jeigu abiejų elektronų sukinių kvantiniai skaičiai yra vienodi (sukinio mechaniniai momentai lygiagretūs), tai vienas iš n , l ir m kvantinių skaičių turi skirtis. Tada turėsime antisimetrinę funkciją, ir atomai stums vienas kitą. Tačiau kai elektronų sukinio mechaniniai momentai bus

antilygiagretūs, turėsime simetrinę funkciją, atomai trauks vienas kitą.

Taigi, tik susidūrę 2 vandenilio atomai, kurių sukinių momentai yra antilygiagretūs, sudarys vandenilio molekulę. Iš viso susidūrimų skaičiaus molekulei susidaryti palankių tėra ketvirtoji dalis. Nes esant atomų lygiagretiems sukinių momentams ($S=1$), energijos lygis yra trilypis ($m_s=0, \pm 1$); o kai sukinių momentai yra antilygiagretūs ($S=0$), energijos lygis yra vienalypis. Taigi atomų susidūrimų, esant lygiagretiems sukinių momentams, bus 3 kartus daugiau, kaip esant antilygiagretiems.

Kaip žinome, su sukiniu siejamas magnetinis momentas. Todėl galima manyti, kad molekulėje atomus rišanti jėga yra magnetinė. Tačiau ji yra daug kartų silpnesnė ir už elektrostatinę. Sukiniai tik pasuka atomus į padėtį $S=1$ arba $S=0$, o rišančiosios jėgos yra pamaininės.

Panagrinėkime didesnio valentingumo atomų surišimo galimumus. He atomas turi 2 s -elektronus, kurių kvantiniai skaičiai (n, l, m, s) yra tokie: $1, 0, 0, +\frac{1}{2}$; $1, 0, 0, -\frac{1}{2}$; K -sluoksnyje ($n=1$) daugiau tilpti elektronų nebegali. Molekulėje kitus 2 elektronus reiktų padėti į didesnės energijos L -sluoksnį ($n=2$), norint sudaryti molekulę He_2 . Tai padidintų energiją ir sąlygotų atstūmimą tarp atomų; atseit, He_2 molekulė susidaryti negali, ką patvirtino ir tyrimai. Bet užtat susidaro sužadinta molekulė He_2^* arba molekulinis jonas He_2^{+1} , kai vienas iš atomų yra sužadintas arba jonizuotas. Mat, sužadinimo arba jonizacijos energija yra mažesnė už jų abiejų pamainos energiją. Tačiau He_2^* arba He_2^{+1} ryšio energija yra žymiai mažesnė už H_2 ryšio energiją. Didesnio eilės numerio, pvz., N (arba O), molekulės turi L -sluoksnyje ($n=2$) 2 s -elektronus ($2, 0, 0, +\frac{1}{2}$; $2, 0, 0, -\frac{1}{2}$) ir 3 (arba 4) p -elektronus ($2, 1, 0, +\frac{1}{2}$; $2, 1, 1, +\frac{1}{2}$; $2, 1, -1, +\frac{1}{2}$; o deguonies atome dar $2, 1, 1, -\frac{1}{2}$). Atseit, N turi 3 nesukompensuotus sukinius, kurie gali surišti 3 priešingos krypties sukinius ir tokiu būdu užpildyti $2p$ -sluoksnį.

Deguonies atomo $2p$ -sluoksnyje 2 sukiniai yra jau sukompenсуoti, taigi pasilieka tik 2 valentiniai elektronai. Susidarant mo-

lekulei iš 4 valentinių elektronų, bendrame $2p$ -sluoksnyje gali tilpti tik 2, kiti du turi būti nukelti į aukštesnį M ($n=3$) sluoksnį. Čia sukiniai nesusikompensuoja (nes yra pakankamai kvantinių skaičių). Tai patvirtina ir O_2 dujų paramagnetizmas. Ši teorija išaiškina, kad atomo valentingumą nusako nesukompensuotų sukinų skaičius. Imkime pavyzdį. Vandenilio atomo konfigūracija yra $1s^1$. H turi būti vienvaleintis. Azoto atomo konfigūracija yra $1s^2 2s^2 2p^3$. Du $1s$ ir $2s$ elektronai yra sukompensuoti. Trys $2p$ -elektronai turi vienodai nukreiptus, taigi neprisotintus sukinio momentus. Todėl azoto atomas yra trivalentis. Azoto molekulėje šie trys atomų $2p$ -elektronai sudaro tris valentinius ryšius. Azoto molekulė yra tvirtai surišta; jos disociacijos energija lygi 9,76 eV.

Ši taisyklė tinka ne visiems atomams. Pvz., žemės šarminių metalų atomai turi du išorinius $2s$ -elektronus, kurie sudaro kompensuotų sukinų elektronų porą; tačiau jie yra divalenti (BeCl₂); anglies atomas C ($1s^2 2s^2 2p^2$) išorėje turi tik du nesuporintus $2p$ -elektronus, bet junginiuose jis yra keturvalentis; arba III grupės elementų atomai, pvz., B ($1s^2 2s^2 2p^1$), turi tik vieną nesuporintą išorinį $2p$ -elektroną, bet jis yra trivalentis.

Šis nukrypimas nuo valentingumo taisyklės aiškinamas tuo, kad, surišant atomus cheminiu būdu, juose žymiai pasikeičia elektronų pasiskirstymas ir išoriniai elektronai gali žymiai pakeisti savo normalias ypatybes. Pvz., berilio atomas, kuris turėtų būti chemiškai neaktyvus, įgijęs 2,7 eV ryšio energiją, gali būti sužadintas, ir jo $2s$ bei $2p$ -elektronų sukinų momentai gali pakrypti lygiagrečiai; tada Be atomas bus divalentis. Panašiai gali įvykti ir su anglies atomu. Jo ryšio energija yra lygi 4,2 eV: sužadintame būvyje jo konfigūracija gali pakilti į $1s^2 2s^2 2p^3$. Tada visi 4 išoriniai elektronai bus nesuporinti, ir anglies atomas taps 4-valenčiu. Atomų elektronų konfigūracijos pakitimas, chemiškai susijungiant atomams ir jiems sudarant molekulę, ne tik turi žymią įtaką jų valentingumui, bet ir išlygina skirtumą tarp $2s$ - ir $2p$ -elektronų. Tas skirtumas izoliuotuose atomuose yra ryškus. Pvz., metano (CH₄) molekulėje praktiškai turime 4s lygiaverčius valentingumo elektronus, kurie vienodai stipriai ir simetriškai suriša 4 vandenilio atomus.

Uždaviniai

1. Koks nuotolis (išreikštas cm^{-1}) yra tarp HBr molekulės rotacijos spektro linijų? Nuotolis tarp molekulės atomų centrų $r=1,42 \cdot 10^{-8}$ cm. Palyginti sunkus Br atomas laikomas nejudamu. [Ats. $17,1 \text{ cm}^{-1}$]

2. Kokioje temperatūroje vandenilio molekulės vidutinė slinkties energija lygi jos rotacijos energijai, kai ji yra 1-me rotacijos kvantiniame būvyje? [Ats. 110°K]

3. Reikia surasti molekulės HF dviejų pirmųjų vibracijos lygių ir dviejų pirmųjų rotacijos lygių energijos skirtumų santykį. Molekulės inercijos momentas $I=1,35 \cdot 10^{-40}$ g cm^2 , vibracijos dažnumas (išreikštas cm^{-1}) $\nu_0=3987 \text{ cm}^{-1}$.

4. Chloras turi 3 izotopus, kurių atominiai svoriai yra 33, 35 ir 37. Tegu atomai vibruoja harmoningai ir $\text{Cl}_{33}\text{Cl}_{35}$ molekulės vibracijos dažnumas yra $\nu_0=2940,8 \text{ cm}^{-1}$. Reikia surasti $\text{Cl}_{33}\text{Cl}_{37}$ molekulės vibracijos dažnumą ir apskaičiuoti izotopų pagrindinės juostos spektrinių linijų bangų skaičių skirtumą [Ats. $\nu_0=2900,8 \text{ cm}^{-1}$]

5. Siera esti 0-, 2-, 4- ir 6-valentė. Kokie yra jos valentinių elektronų kvantiniai skaičiai, kurie atitinka tokius valentinumus?

6. Reikia apskaičiuoti energiją, reikalingą suteikti H_2 ir HCl molekulėms, kad jos, būdamos vibracijos būvyje $v=2$, disocijuotų. H_2 molekulės disociacijos energija $D_{\text{H}}=4,48 \text{ eV}$, o $D_{\text{HCl}}=4,43 \text{ eV}$; jų savojo svyravimo dažnumas (išreikštas cm^{-1}) $\nu_{\text{OH}}=4395,2 \text{ cm}^{-1}$ ir $\nu_{\text{OHC1}}=2989,7 \text{ cm}^{-1}$. Jos svyruoja harmoningai.

XV SKYRIUS

IDEALIEJI IR REALIEJI KRISTALAI

§ 92. KŪNŲ KRISTALINĖ STRUKTŪRA

Fizikoje kietais kūnais laikomi kristaliniai kūnai (I d. § 103). Amorfiniai kūnai paprastai turi labai smulkią kristalinę struktūrą; juos sudaro tarp savęs suaugę mikrokristalėliai. Ir tik nežymi amorfinių kūnų dalis, pavyzdžiui, stiklai, dervos ir kt., yra tikrai amorfiniai peršaldyti skysčiai. Ši kietųjų kūnų modifikacija nėra termodinaminio atžvilgiu stabili; stiklas ilgainiui išsikristalizuoja, pilkasis selenas bei stibis sprogsa ir pan.

Kristaliniai kūnai pasižymi visai dėsninga struktūra (I d. § 105). Kristaluose, ypač monokristaluose, pastebime išlaikytą tolimąją tvarką.

Kristaline struktūra pasižymi ne tik kietieji kūnai. Jos požymių randame ir skysčiuose, kur esti artimoji tvarka. Ir net suslėgtose dujose rentgeno struktūrine analize susekti kristalinės gardelės pėdsakai.

Kai kurių skysčių kristalinė struktūra susekta, ištyrus rentgeno spindulių išbarstymą. Kai molekulės viena nuo kitos nutolusios netvarkingai, išbarstytų spindulių stiprumas turėtų tolygiai silpnėti, augant išbarstymo kampui. Tačiau tiriant buvo pastebėta, kad, keičiant išbarstymo kampą, yra vietų, kur spinduliai išbarstomi daugiau arba mažiau. Taigi pastebėta išbarstytų spindulių interferencija, kurią gali sukelti tik daugiau arba mažiau tvarkingai pasiskirsčiusios skysčio molekulės. Apie skysčių kristalinę struktūrą byloja ir tai, kad grynų metalų elektrinis laidumas, juos sulydžius, labai mažai tepakinta. Tyrimai rodo, kad skystame metale yra susidariusios nuo 50 iki 150 atomų kristalinės grupės.

Vienatomių skysčių (Hg, Ar) atominės šilumos reikšmė yra lygi 25 J/mol deg, taigi dvigubai didesnė už jos reikšmę, jei molekulės būtų visai laisvos (turėtų tik tris slinkties laisvės laipsnius). Kristaluose atomai bei jonai periodiškai svyruoja aplink pusiausvyros vietą, atseit, be kinetinės, turi ir potencialinę energiją; taigi jų atominė šiluma yra lygi $3R = 25,08$ J/mol deg. Vienatomių skysčių molekulės taip pat turėtų svyruoti erdvėje apie pusiausvyros vietas, tik pastarosios nėra pastovios, kaip kietuose metaluose, bet lėtai slenka skystyje.

Pagaliau mažas jonų judrumas stipriuose elektrolituose taip pat rodo kristalinę skysčių struktūrą. Juose, kaip ir joniniuose kristaluose, artimiausioje teigiamų jonų aplinkoje yra žymiai daugiau neigiamų jonų, negu jų turėtų būti, jiems chaotiškai pasiskirstant.

Yra surasti kai kurių skysčių šviesos dvigubo lūžimo, dichroizmo reiškiniai. Jie aiškiai rodo skysčių anizotropiją, kuri būdinga kristalinei struktūrai. Ir kuo skysčių molekulės yra sudėtingesnės, kuo stipresni jų elektriniai (dipoliniai ir kvadropoliniai) momentai, tuo ji ryškesnė.

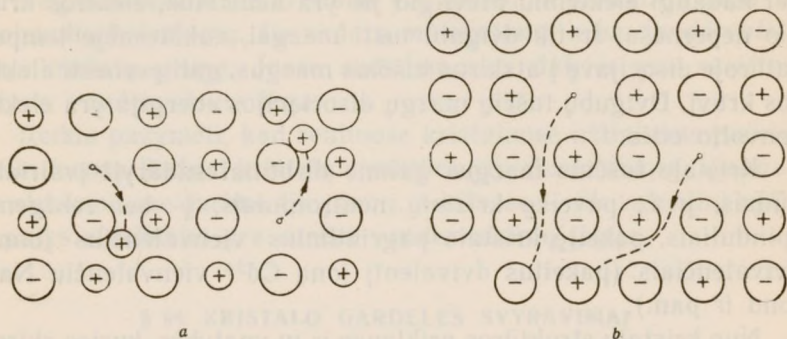
Tačiau būdingas skysčių bruožas — jų molekulių slinktis suteikia jiems savitą, skirtingą nuo kietų kūnų, pobūdį, todėl juos vadiname *skystaisiais kristalais*, arba *kvazikristalais*.

§ 93. IDEALI IR REALI KRISTALINĖ GARDELĖ; GARDELĖS DEFEKTAI

Kietuose kristaluose medžiagos sudedamosios dalelės (atomai bei jonai) yra išsidėsčiusios tam tikra griežta tvarka ir sudaro kristalinę gardelę (I d. § 105). Ryškiu tokio tvarkingo dalelių išsidėstymo kristaluose pavyzdžiu gali būti NaCl druskos kristalai. Tačiau absoliučiai griežtos tvarkos nesurandame nei gamtiniuose, nei laboratoriniuose kristaluose. Todėl kalbame apie *idealiuosius* ir *realiuosius kristalus*. Tobulą tvarką turėsime tik idealiuosiuose kristaluose, o realiuosiuose ji bus daugiau arba mažiau įvairiose kristalo vietose pažeista. Tvarkos pažeidimo vietas vadiname *defektais*, arba *priemaišomis* (II d. § 41).

Kietųjų kūnų joninio laidumo, jų difuzijos, metalų rūdijimo ir kiti reiškiniai rodo, kad kietuosiuose kūnuose gardelės jonai gali slankioti gardelėje, palikdami jos viduje *tuščius mazgus* ir pereidami į tarpmazgį (166 pav., a). Šios rūšies defektus va-

dinamė *Frenkelio defektai*. Taip pat jonai gali pereiti į kristalo paviršiaus plokštumas, palikdami viduje tuščius mazgus (166 pav., *b*). Tada turime *Šotkio defektus*. Kai gardelėje yra dviejų rūšių defektai, pagrindinės gardelės jonai gali laisviau



166 pav.

judėti, kaip idealiojoje gardelėje. Persikeldami į tuščius mazgus, jie sukelia pastarųjų „difuziją“. Kristalo defektų koncentracija daugiausia priklauso nuo kristalo paruošimo, todėl ir defektų difuzijos greitis tos pačios medžiagos kristaluose gali būti įvairus. Apskritai, esant šiluminei pusiausvyrai, defektų tankį apsprendžia jų aktyvacijos energija E_a ir absoliutinė temperatūra T . Pažymėkime defektų koncentraciją kristale n , pagrindinių gardelės mazgų koncentraciją N , o tarpmazgių koncentraciją — N' . Tada Šotkio defektų koncentracija

$$n_s = N e^{-\frac{E_a}{kT}}, \quad (93,1)$$

o Frenkelio

$$n_F = \sqrt{NN'} e^{-\frac{E_a}{2kT}}, \quad (93,2)$$

nes antruoju atveju, jonui persikėlus į tarpmazgį, susidaro 2 defektai. Šildant kristalą, abiejų rūšių defektų koncentracija didėja. Bet vėsinant greičiau rekombinuoja Frenkelio defektai, o Šotkio defektai išlieka ilgiau. Taigi iš defektų rekombinacijos greičio galima spręsti apie jų rūšį. Be to, susidarant Šotkio defektams, kristalo tūris didėja, kadangi jonai išeina iš kristalo vidaus į paviršių.

Tyrimai rodo, kad, vėsinant kristalą, priešingo poliaringumo tušti mazgai dažnai sudaro *dvigubus tuščius mazgus*, o tam tikromis sąlygomis — tuščių mazgų *grandinėles* arba *plokštumas-dislokacijas*. Dvigubi tušti mazgai gali slankioti kristale, bet kadangi elektriniu atžvilgiu jie yra neutralūs, elektros krūvio neperneša. Ir tik dvigubi tušti mazgai, aukštesnėje temperatūroje disocijavę į atskirus tuščius mazgus, gali pernešti elektros krūvį. Dvigubų tuščių mazgų disociacijos energija yra elektronvolto eilės.

Kristale tuščius mazgus galime dirbtinai sudaryti įvairiais būdais, pvz., paveikę kristalą neutroniniais, γ - bei rentgeno spinduliais, pakeitę kristalo pagrindinius vienvalenčius jonus divalenčiais (pakeitus divalentį joną Cd^{2+} vienvalenčiu Na^+ jonu ir pan.).

Nuo kristalų struktūros priklauso ir jų ypatybės, kurios skirstomos į *struktūrai nejautrias* ir *jautrias*. Pirmosios nepriklauso arba bent visai mažai tepriklauso nuo kristalo gardelės defektų; jas išimtinai apsprendžia kristalo pagrindinė gardelė. Struktūrai nejautrios ypatybės yra kristalo gardelės struktūra, jos sudarymo energija, kristalo elastingumas, spūdumas, atominė šiluma, pagrindinės optinės ypatybės ir dispersija, normalus kristalo elektrinis laidumas, diamagnetinės ir paramagnetinės ypatybės. Struktūrai jautrias ypatybės iš esmės apsprendžia gardelės defektų rūšis, jų skaičius ir išsidėstymas. Struktūrai jautrūs yra difuzijos reiškiniai kristaluose, kristalų elektroninis ir joninis laidumas, vidinis fotoefektas, kristalų plastiškumas, tvirtumas ir optinės absorbcijos smulkieji bruožai.

Idealų kristalą galime laikyti labai didele, bet taisyklingai sudaryta molekule. Tokiame kristale turėsime ne tik surištus su atskirais atomais arba jonais bei atomų grupėmis elektronus, bet ir laisvus, priklausančius visam kristalui. Laisvieji elektronai apsprendžia kietojo kūno elektrines, o surištieji — optines savybes.

Kietuosiuose kūnuose, panašiai kaip ir molekulėse, užtinkame skirtingo pobūdžio ryšį, pagal kurį kristalus skirstome į *joninius* ir *valentinius*. Joniniuose kristaluose, pvz., Na^+Cl^- tipo, vyrauja elektrostatinis kristalo jonų ryšys (I d. § 107). Valentinuose kristaluose, pvz., deimanto, kaip ir atominėse (homeopolinėse) (H_2 , N_2 , O_2 ir kt.) molekulėse, ryšį sudaro valentiniai

elektronai: kiekvienas iš 4 anglies atomo valentinių elektronų sudaro su gretimų anglies atomų vienu elektronu vieną griežtai lokalizuotą ryšio porą. Metaluose bei lydiniuose ryšiai nėra lokalizuoti; tai sąlygoja ir jų ypatingas savybes.

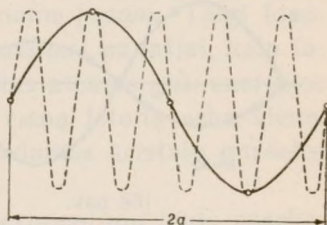
Pagaliau kai kurie kristalai yra sudėti iš molekulių arba iš molekulių bei atomų. Jie sudaro *molekulinių*, arba *vandervalinių*, kristalų grupę. Juose sudedamosios dalelės yra surištos silpna vandervalsine jėga.

Reikia pažymėti, kad realiuose kristaluose užtinkame įvairių ryšio formų. Dažnai kristalų struktūra yra sluoksniuota. Vienuose sluoksniuose turime tik joninį, o kituose — tik valentinį ryšį, o patys sluoksniai yra surišti vandervalsinių jėgų.

§ 94. KRISTALO GARDELĖS SVYRAVIMAI

Tarp kristalo sudedamųjų dalelių veikia kvazielastingo ryšio jėgos, kurios, kaip ir molekulėje, sukelia dalelių svyravimus. Jie skirstomi į *vidinius* ir *savuosius gardelės svyravimus*. Vidiniai susidaro kristalą sudarančiose dalelėse, pvz., molekuliniuose kristaluose atomai svyruoja molekulėse. Savuosiuose gardelės svyravimuose dalyvauja visas kristalas. Abiejų rūšių svyravimus užtinkame, pvz., lauko špato CaCO_3 kristale. Sudedamosios kristalo dalelės yra jonai Ca^{2+} ir $(\text{CO}_3)^{2-}$. Jie svyruoja vieni kitų atžvilgiu, ir tą visokeriopą svyravimą laikome kristalų savuoju svyravimu, nes taip svyruoja visos kristalo sudedamosios dalelės. Tačiau $(\text{CO}_3)^{2-}$ jono deguonies atomai gali svyruoti anglies atomo atžvilgiu; šie svyravimai su visos gardelės savaisiais svyravimais visai nesisieja.

Kristalo gardelės svyravimai gali būti labai įvairūs (I d. § 55). Kai svyravimai yra stacionariniai, kristale susidaro įvairių ilgių stovinčios bangos. Bet kurį svyravimą galime pavaizduoti tam tikro ilgio stovinčia banga. Toks svyravimų nusakymo



167 pav.

būdas yra fizikiniu požiūriu prasmingesnis tada, kai stovinčių bangų ilgis λ yra lygus arba ilgesnis už dvigubą gardelės konstantą a ; čia a yra nuotolis tarp tos pačios rūšies jonų,

$\lambda \gg 2a$. Tą patį svyravimą galime nusakyti ir kiekviena trumpesne banga, tik žymiai sudėtingesniu būdu, kaip parodo 167 pav.; čia $\lambda = \frac{2}{5} a$.

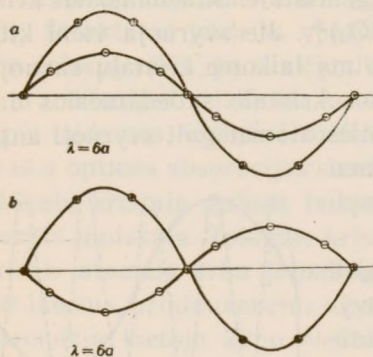
Kaip stygoose bei membranose, taip ir kristaluose susidaro tik tokios stacionarinio svyravimo bangos, kurių svyravimo mazgai guli kristalo ribinėse sienelėse. Kitaip tariant, kristalo briaunoje turi tilpti atitinkančios jo laisvąjį svyravimą stovinčiosios bangos sveikasis pusbangių ($\lambda/2$) skaičius. Tegu turime viendimensinę joninę gardelę. Ją sudaro išdėstyti tiesėje vienodame nuotolyje a to paties ženklo jonai. Kai gardelėje yra N jonų, kristalo briaunos ilgis bus lygus $Na/2$, ir tokio kristalo stovinčių bangų ilgis arba jo savieji svyravimai turi tenkinti tokią sąlygą:

$$\frac{Na}{2} = n \frac{\lambda}{2} \quad (94,1)$$

arba

$$\lambda = \frac{Na}{n};$$

čia n yra sveikasis skaičius; $n = 1, 2, 3, 4, \dots N/2$. Apskritai, kristalo atskirų diskretinių savųjų svyravimų skaičius yra lygus sudedamųjų dalelių skaičiui (III d. § 89). Iš (94,1) išeina, kad mažiausias $\lambda = 2a$.

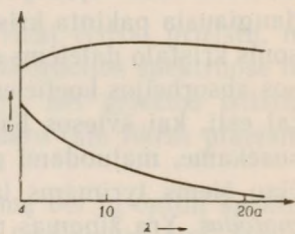


168 pav.

Kristaluose galime sužadinti tokius svyravimus, kokie susidaro, turint aplinkai tolydinę struktūrą (kontinuume). Tokio pobūdžio svyravimus sukeliame, pvz., stygoje, membranoje ir kt. Juos vadiname *akustiniais* (arba *elastingais*). Šiuos svyravimus atitinkančių bangų ilgis, palyginus su kristalo gardelės konstan-

ta, yra didelis. Taip svyruojant kristalo gardelėi, nuotolis tarp teigiamų ir neigiamų jonų beveik nepakinta, taigi kristalo elektrinis momentas (168 pav., a) nekinta. Todėl šių dažnumų nepastebime kristalo absorbcijos spektruose. Be to, kiekviename joniniame kristale galime sukelti to paties bangos ilgio svyra-

vimus, kada gretimieji gardelės jonai svyruoja priešingomis kryptimis (168 pav., *b*). Taip svyruojant joniniams kristalams, jų elektrinis momentas kinta jonų svyravimo dažnumu. Šios rūšies gardelės svyravimus vadiname *optiniais*, nes, taip svyruodamas, kristalas absorbuoja bei išspinduliuoja elektromagnetines bangas. Palyginę 168 pav., *a* ir *b*, matome, kad, kristalui svyruojant akustiškai (elastingai), kvazielastingas ryšys tarp gardelės teigiamų ir neigiamų jonų beveik nepakinta, o svyruojant optiškai, jis žymiai kinta. Todėl, esant tokiam pat bangos ilgiui λ , optinių svyravimų dažnumas yra didesnis už akustinių svyravimų dažnumą. 169 pav. kreivės vaizduoja optinių ir akustinių svyravimų dažnumo priklausomybę nuo bangos ilgio λ . Skirtumas tarp optinio ir akustinio svyravimų dažnumų didėja, atitinkamai ilgėjant bangai, ir pasidaro didžiausias, kai $\lambda \rightarrow \infty$.



169 pav.

Šalia stacionarinių kristalo gardelės svyravimų gali kilti ir vietinių nedaugelio jonų svyravimų. Jie paprastai susidaro, kristalui absorbavus šviesos kvantą, kuris gali sužadinti arba jonizuoti gardelės sudedamąsias daleles (atomus arba jonus). Pagal Franko ir Kondono principą (§ 86), tuomet pakinta sužadinto jono kvazielastingas ryšys su aplinka, ir jis pradeda svyruoti, sužadindamas ir aplinkinių atomų svyravimus. Šis nedaugelio atomų arba jonų svyravimas gali sklisti kristale. Tokį svyravimo sužadinimo bei sklaidimo procesą vadiname *fononu*. Taigi fononai atitinka kristale sklindančius svyravimus panašiai, kaip fotonai atitinka šviesos bangas. Sužadintas atomas gali energijos perteklių atiduoti, išspinduliuodamas vieną fotoną arba vieną, o kartais kelis fononus, atseit, sužadindamas kristalo gardelės svyravimus.

Kristalų gardelės svyravimus eksperimentiniu būdu susekame, stebėdami jų poveikį šiems reiškiniams.

Rentgeno spindulių difrakcijos diagramos išvaizda priklauso nuo užlenkiamųjų centrų išsidėstymo. Gardelei svyruojant, jų išsidėstymas pakinta, todėl pakinta ir diagrama. Iš jos pakitimo ir sprendžiame apie kristalinės gardelės svyravimus.

Joninės gardelės svyravimai sukelia periodinį kristalo atstojamojo elektrinio dipolinio momento kitimą. Jis turi būti tuo didesnis, kuo bus ilgesnė optinius svyravimus atitinkanti banga, o didžiausias yra tada, kai $\lambda \rightarrow \infty$. Pastarąjį optinį svyravimą vadiname *pagrindiniu*, arba *fundamentiniu*, *optiniu gardelės svyravimu*. Šiuo atveju, pvz., NaCl kristalo visa Na^+ jonų gardelė sinchroniškai svyruoja su visa Cl^- jonų gardele. Šiuo atveju daugiausia pakinta kristalo dielektrinės ir optinės ypatybės. Visoms kristalo dalelėms svyruojant, atitinkamo bangos ilgio šviesos absorbcijos koeficientas pasidaro labai didelis. NaCl kristale tai esti, kai šviesos bangos ilgis $\lambda = 61 \mu$. Eksperimentiškai jį susekame, matuodami plonų kristalo plokštelių absorbciją. Tačiau šiems tyrimams labai dažnai taikomas *liktinių spindulių metodas*. Yra žinomas ryšys tarp kristalo šviesos absorbcijos ir atspindėjimo, būtent: jei kristalas stipriai absorbuoja pagrindinį svyravimą atitinkančias šviesos bangas, tai jis jas ir stipriai atspindi, tuo tarpu kitų ilgių šviesos bangos pereina per kristalo plokštelę. Daugelį kartų atspindėjęs nuo tiriamojo kristalo paviršiaus, šviesos spindulių pluoštas pasidaro beveik išimtinai sudėtas iš šviesos bangų, kurių dažnumas yra lygus pagrindiniam kristalo svyravimo dažnumui. Optinių kristalo gardelės svyravimų tyrimus papildo kristalų infraraudonojo spektro bei šviesos kombinacinio išbarstymo tyrimai, o metalų — jų elektrinio laidumo temperatūrinės priklausomybės tyrimai.

Ir pagaliau kristalų gardelės savieji svyravimai iš esmės apsprendžia kietųjų kūnų specifinės šilumos temperatūrinę priklausomybę (I d. § 108).

§ 95. ELEKTRONINIAI PROCESAI KIETUOSIUOSE KŪNUOSE IR JŲ RYSYS SU TŲ KŪNŲ ELEKTRINĖMIS IR OPTINĖMIS YPATYBĖMIS

Daugelį kietųjų kūnų optinių ir elektrinių ypatybių sąlygoja elektronų būvis bei elektronų judėjimo, gardelės svyravimų ir išorinių poveikių sąveika.

Kietajame kūne, priešingai kaip atomuose bei molekulėse, nėra nei visiškai pririštų, nei visiškai laisvų elektronų. Sąveikojant kristalo gardelės atomams bei jonams, bet kuris elektronas gali tuneliniu būdu pereiti nuo vieno atomo prie kito. Dėl tos pačios sąveikos „išlaisvinti“ iš ryšio su atomu arba jonu

elektronai nėra visiškai laisvi, nes juos veikia aplinkinių atomų bei jonų atstūmimo bei traukos jėga. Apskritai, kietajame kūne reikia skirti trejopą elektronų poveikio būdą: 1) *elektronų sužadimą*; 2) *elektronų „išlaisvinimą“ iš ryšio su jo atomu arba jonu* (tada elektronas gali slankioti kristale); 3) *elektronų emisiją iš kietojo kūno*; pastaruoju atveju elektronas visai išlekia iš kristalo.

Kadangi kietajame kūne nėra nei visai tvirtai pririštų, nei visai laisvų elektronų, jo emisijos bei absorbcijos spektruose neturime nei atskirų spektro linijų serijų, nei griežtos ištisinio spektro ribos; kietųjų kūnų spektrą sudaro tam tikras platesnių arba siauresnių juostų skaičius.

Ištyrus kietųjų kūnų elektrinį laidumą bei jų optinį spektrą, tarp jų buvo susektas toks ryšys. Blogi laidininkai, pvz., stiklas, kvarcas ir kt., yra skaidrūs plačioje, ypač regimos šviesos spektro srityje; geri laidininkai, pvz., metalai bei puslaidininkiai, yra šiose spektro srityse neskaidrūs; jie stipriai absorbuoja šviesą. Ir tai suprantama. Gardelės svyravimų sąlygojama absorbcija reiškiasi tik infraraudonojoje spektro srityje. Elektronų sužadimo bei jonizacijos sukeliama absorbcija yra juo toliau pasitūmusi į ultravioletinį spektrą, kuo tvirtčiau yra surištas valentinis elektronas, taigi kuo kristalas yra geresnis izoliatorius. Blogų laidininkų skaidrumas susijęs su jų blogu laidumu.

Metaluose bei puslaidininkiuose šviesos absorbciją sukelia kvazilaisvieji bei silpnai surišti elektronai, kurie, temperatūrai kiek pakilus, pasidaro kvazilaisvi. Šių medžiagų absorbcijos spektrai susideda iš plačių persiklojančių ištisinių juostų. Taigi nesurištieji arba silpnai surištieji gerų laidininkų elektronai stipriai absorbuoja regimą bei ultravioletinę šviesą; todėl šios medžiagos nėra skaidrios. Šiuo atžvilgiu jos yra panašios į smarkiai jonizuotą plazmą, kurioje stiprūs atominiai elektriniai laukai suardo elektronų ryšį su branduoliu; pastarieji pasidaro kvazilaisvi. Plazmos taip pat spinduliuoja ištisinį spektrą.

§ 96. SKYLĖ, EKSITONAS, POLIARONAS. ELEKTRONŲ SPĄSTAI

Elektroniniai procesai kristaluose pasižymi dar tokiomis ypatingomis savybėmis. Sudaryto iš vienodų atomų arba jonų kristalo energinis būvis visai nepriklauso nuo to, kuris iš gardelės

atomų arba jonų yra sužadintas. Taigi sužadintasis būvis tokiame kristale gali persiduoti iš vieno atomo gretimam ir slinkti per kristalą. Juo ryšys tarp gardelės atomų yra tvirtesnis, tuo didesnė bus sužadinto būvio poslinkio tikimybė.

Kristalo atomas (arba jonas) gali būti jonizuotas. Pašalinus iš atomo elektroną, susidarys būvis, kurį vadiname *teigiama elektrono skylė*, arba trumpiau, *skylė*. Kadangi sužadintas būvis gali slinkti kristale, tai jame slenka ir skylė. Elektriniame lauke ji slenka, tartum turėdama teigiamą elektros krūvį. Tačiau iš tikrųjų skylės slinkimu aprašome neigiamo elektrono judėjimą priešinga linkme. Skylėi priskiriame tam tikrą *efektyvią masę*. Normaliame būvyje elektronas užima žemiausią (mažiausios energijos) energijos lygį, o skylė, atvirkščiai, aukščiausią.

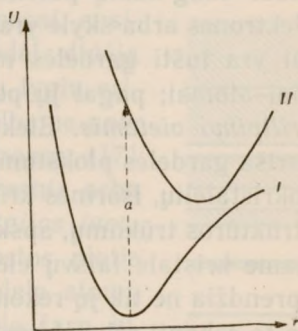
Pašalintas iš atomo (arba jono) elektronas dažnai pasilieka kristale tarpmazgyje ir, kitų kristalo atomų veikiamas, kurį laiką slankioja gardelėje. Tačiau, sutikęs kelyje skylę, jis vėl esti surišamas. Kalbame apie *skylės ir elektrono rekombinaciją*. Jiems rekombinuojant, išskiriama energija bei impulsas; jie fononų pavidalu perteikiami kristalui. Tačiau ne visada esti palankios fononų susidarymo sąlygos. Tuomet elektronai skrieja aplink skylę nerekombinuodami. Elektronas ir skylė sudaro šiuo atveju sužadintą sistemą — *eksitoną*. Šis gali slinkti kristale iš vienos vietos į kitą; kalbame apie *eksitono difuziją*.

Susidarius palankioms sąlygoms, eksitonas gali suirti, t. y. disocijuotis į elektroną ir skylę, absorbuodamas fononus. Tada elektronas ir skylė slenka nepriklausomai vienas nuo kito ir sudaro elektros krūvio, kitaip sakant, krūvio nešėjais, dalyvaudami laidume. Energiją, reikalingą eksitonui disocijuoti, suteikia kristalo gardelės šiluminiai svyravimai; eksitonai absorbuoja fononus. O rekombinuojant elektronui ir skylėi, yra emituojami fononai. Esant šiluminei pusiausvyrai, sužadintame kristale visada tam tikra eksitonų dalis yra disocijuota.

Kad eksitonai arba skylės galėtų judėti kristale anksčiau aprašytu būdu, reikia, jog; eksitonui susidarant, sužadintas, o skylėi susidarant — atskirtas elektronas priklausytų normaliam gardelės mazgui, apsuptam visai tokių pat mazgų. Jeigu gardelėje bus atskiras svetimas atomas, tai jo sužadinimo bei jonizacijos energija skirsis nuo tokios pat pagrindinių gardelės mazgų energijos, ir sužadintas būvis gardelėje slinkti negalės, nes neturė-

sime energijos rezonanso. Šiuo atveju sužadintas būvis bus lokalizuotas. Judrių ir nejudrių eksitonų arba skylių sąvokos padeda išaiškinti dvejopą — *elektroninį* ir *skylinį* — puslaidininkių laidumo mechanizmą.

Kristalas, kaip ir molekulė, pusiausvyros būvyje yra tada, kai jo teigiamų jonų bei valentinių elektronų energija yra mažiausia. Sužadinus bei jonizavus gardelės mazgus, kristalo dalelių pusiausvyra sutrinka, nes pakinta ryšio stiprumas tarp kristalo dalelių, taigi pakinta ir nuotolis tarp jų. Kristalas, panašiai kaip sužadinta arba jonizuota molekulė, pereina į naują pusiausvyros būvį, jau pasibaigus elektroniniam procesui. Perėjimo dėsningumą nusako Franko ir Kondono principas (§ 86). Paprastai, sužadinus kristalo mazgus, jų ryšys susilpnėja, taigi kristalo potencialinę energiją ne-



170 pav.

sužadintame ir sužadintame (arba jonizuotame) būvyje galima pavaizduoti potencialinėmis kreivėmis I ir II (170 pav.). Energijos pakitimą, sužadinant kristalą optiniu būdu, vaizduoja stačioji strėlė (a); ji yra žymiai ilgesnė už statųjį nuotolį tarp kreivių įdubų, o šis nuotolis nusako terminio sužadinimo (arba jonizavimo) energiją. Taigi iš Franko ir Kondono principo išeina, kad optinio sužadinimo energija, nustatoma iš absorbcijos spektro, yra didesnė už terminio sužadinimo energiją. Energijos perteklius yra perduodamas kristalo gardelei fononų pavidalu, ir ši energija virsta gardelės svyravimų energija.

Išlaisvinti elektronas arba skylė ir eksitonas poliarizuoja savo aplinką. Jų sukelta poliarizacija veikia juos pačius ir trukdo jiems slinkti kristale. Ši sąveika tarp aplinkos poliarizacijos ir ją sukeliančių dalelių elektros krūvių yra tuo stipresnė, kuo lėčiau pastarieji slenka. Krūvių nešėjams greitėjant, ji silpnėja ir visai išnyksta, kai laikas, reikalingas poliarizuojančiai dalelei praslinkti tarp dviejų gardelės mazgų, yra trumpas, palyginus su gardelės mazgų svyravimo periodu. Slenkant elektronui kristale, jį seka ir aplinkos poliarizacija. Toks būvis kristale vadinamas *poliaronu*. Jo įtaka kristalo elektrinėms bei optinėms

ypatybėms dar nėra išaiškinta. Dažnai aplinkos poliarizacija suriša sukūrusius ją krūvių nešėjus. Poliarizuojantis aplinkai, susidaro potencialo įduba, iš kurios elektronas arba skylė nebegali ištrūkti, taigi jis pats save pagauna. Tokie *elektronų savęs pagavimo procesai* neturi žymesnės įtakos kristalo savybėms.

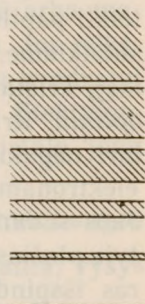
Realųjų kristalų defektų vietose, ypač paviršiuje, susidaro labai daug tokių potencialo įdubų, į kurias pakliuvęs lėtesnis elektronas arba skylė yra sulaikomi. Tokie laisvų elektronų spąstai yra tušti gardelės mazgai, tarpmazginiai jonai, priemaišiniai atomai; pagal jų poliaringumą jie gali būti *spąstais* arba *prilipimo vietomis*. Elektronus arba skyles taip pat sulaiko ir suriša gardelės plokštumų poslinkiai, ribiniai paviršiai tarp mikrokristalėlių, išorinės kristalo plokštumos, kur yra daug kristalo struktūros trūkumų, apskritai, realaus kristalo *dislokacijos*. Realiame kristale laisvų elektronų ir skylių gyvavimo trukmę apsprendžia ne tik jų rekombinacija, o daugiausia jų pagavimas ir po to sekanti rekombinacija; pastaroji šiuo atveju darosi patikimesnė, nes krūvio nešėjas (elektronas arba skylė), rekombinuodamas su surišta dalele, turi kam perduoti energiją bei impulsą.

§ 97. KIETOJO KŪNO ENERGIJOS JUOSTOS

Atskiras nesutrikdytas atomas turi griežtus diskretinius energijos lygius, atskirtus vienas nuo kito platesniu arba siauresniu tarpu — *draudžiamosios energijos juosta*. Atomo energijai didėjant, jo energijos lygiai artėja ir pagaliau riboje susilieja į ištisinę laisvo elektrono energijos juostą. Lygiai, esantieji prie pat ištisinės energijos juostos ribos, yra jau paties atomo elektrinio lauko tiek išplėsti, kad sunku griežčiau benustatyti, ar jie priklauso laisvo elektrono ištisinei *energijos juostai*, ar yra diskretiniai labai laisvai surišto su atomu elektrono energijos lygiai.

Kristale atomams sudarius kristalinę gardelę, jėgų laukas žymiai sustiprėja, energijos lygiai dar labiau išplinta ir sudaro jau energijų juostas. Rentgeno spindulių charakteringųjų spektrų linijinė struktūra rodo, kad atomo vidiniai energijos lygiai praktiškai yra neišplėsti ir lieka siauri, taigi gardelės atomo arba jono vidinių sluoksnių elektronai pasilieka tvirtai pririšti prie savo branduolio.

Kristalo atomo vidinių sluoksnių elektronai guli kristalo gardelės atomų arba jonų sudaryto periodinio elektrinio lauko giliose potencialinėse įdubose. Todėl jie susikeisti vietomis negali, nes juos vieną nuo kito skiria aukštas potencialinis barjeras, arba bent tokio susikeitimo (tunelinio efekto) tikimybė yra labai maža. Pagrindiniam kvantiniam skaičiui n didėjant, elektronų ryšys su branduoliu silpnėja, potencialiniai barjerai tarp elektronų darosi žemesni, susikeitimo vietomis tikimybė didėja. Todėl didėja energijos lygių išplitimas, kuris optinių lygių srityje siekia jau keletą elektronvoltų. Kalbame apie *kietojo kūno energijos juostas*, arba *zonas* (171 pav.). Jas vieną nuo kitos skiria siauresnis arba platesnis tarpas — *draudžiamosios energijos juosta*, arba *zona*. Vadinasi, energijos juostos plotis priklauso nuo sudarančių kristalo gardelę atomų arba jonų sąveikos, atseit, nuo nuotolio tarp jų.



171 pav.

Energijos juostos yra sudarytos iš atskirų energijos lygių; jų skaičius juostoje yra lygus atomų skaičiui N kristalo gardelėje. Pagal Paulio principą, kiekviena energijos juostos lygyje gali tilpti daugiausia du elektronai, turintieji priešingų krypčių sukinio momentus, nes visi kiti tos pačios energijos juostos elektronų kvantiniai skaičiai yra vienodi. Energijos juostų lygiai gali būti visai arba tik iš dalies užpildyti elektronų, arba jose gali visai jų nebūti. Joninių kristalų mažesnės energijos juostos yra visai užpildytos, o didesnių — visai tuščios.

Imkime NaCl kristalą. Izoliuotame Na atome energijos lygiai $1S$, $2S$, $2P$ yra visai, o $3S$ tik iš dalies užpildyti; pastarajame gali būti du, bet tėra tik vienas elektronas. Chloro atome visai užpildyti yra lygiai $1S$, $2S$, $2P$, $3S$, o ne visai — $3P$. Kai Na ir Cl atomai sudaro gardelę, Na valentinis elektronas $3s$ pereina prie Cl atomo, užpildydamas jo $3P$ lygį. Ir NaCl kristale turėsime elektronų užpildytas Na^+ energijos juostas $1S$, $2S$, $2P$ ir Cl^- — $1S$, $2S$, $2P$, $3S$ ir $3P$. Visos didesnės energijos juostos, pvz., $3D$, $4S$ ir t. t., yra visai tuščios. Paprastai elektronų visai užpildytą energijos juostą vadiname *valentine juosta*, arba *zona*, o einančia už jos didesnės energijos visai tuščią arba tik iš dalies užpildytą elektronų — *laidumo juosta*, arba *zona*. Tarpas

tarp šių abiejų juostų yra *draudžiamosios energijos juosta*, arba *zona*. Pastarosios plotis priklauso nuo kristalinės gardelės savybių.

Suteikus kristalo gardelei energijos, elektronai gali būti išlaisvinti iš ryšio su atomu arba jonu, taigi jie gali tapti kvazilaisvais elektronais. Sakome, kad elektronus perkeliame iš valentinės juostos į laidumo juostą. Kristalo gardelei galime suteikti papildomą energiją įvairiais būdais, tačiau dažniausiai ją suteikiame, arba pašildydami kristalą, arba jį apšviesdami. Pirmąjį kristalo sužadinimo būdą vadiname *terminiu*, o antrąjį — *optiniu*. Kristalą sužadinant optiškai, elektrono judėjimo kiekis turi nepakisti. Kristalų optiniai absorbcijos spektrai gaunami, elektronams pereinant iš valentinės juostos į laidumo juostą. Juos sudaro gulinčios regimoje bei ultravioletinėje spektro srityje plačios ištisinės absorbcijos juostos. Kristalų emisijos spektras išspinduliuojamas, pereinant sužadintiems elektronams iš paprastai neužpildytos energijos juostos į mažesnės energijos juostų tuščiąsias vietas.

§ 98. ENERGIJOS JUOSTŲ KILMĖ. BRILIUENO ZONOS

Kietojo kūno kvazilaisvųjų elektronų energijos spektro juostinę struktūrą sąlygoja jų judėjimo kristale ypatingas pobūdis. Jį iškelia kvantinė mechanika.

Visai laisvo elektrono judėjimą kvantinė mechanika aprašo plokščios sinusinės bangos funkcija (44,4):

$$\psi_k = e^{ikr} \quad (98,1)$$

arba jai visai tapatinga:

$$\psi_k = e^{2\pi ikr}, \quad (98,1a)$$

čia k yra elektrono fazinės bangos vektorius; imant pirmąją lygtį (98,1), $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, o antrąją — $k = \frac{1}{\lambda}$ reikšmę nusako bangų skaičius (44,5).

Kristaluose elektronai juda gardelės atomų arba jonų sudarytame periodiniame elektriniame lauke; šis laukas turi įtakos jų judėjimui. Kvantinė mechanika nurodo, kad, kol elektrono

greitis v ir jo judėjimo kiekis yra labai maži, tol elektroninės bangos ilgis, palyginus su gardelės konstanta, yra didelis. Tada periodinio lauko įtaka pasireiškia tik tuo, kad tas bangas atitinkančios energijos elektronai slenka kitokiu greičiu, negu nurodo lygtis $p^2 = 2Em$. Norėdami ir dabar elektrono judėjimą nusakyti anksčiau paminėta laisvojo elektrono judėjimo lygtimi turėsime elektronui priskirti *efektyvią masę*, skirtingą nuo laisvo elektrono masės. Efektyvi masė gali būti didesnė arba mažesnė už laisvo elektrono masę, o kartais ir neigiama. Jos reikšmė yra atvirkščiai proporcinga gardelės konstantos a kvadratui ir potencialinio barjero aukščiui tarp gretimų jonų. Efektyviosios masės sąvoka padeda paprasčiau išreikšti kristalo jonų periodinio lauko įtaką elektronų judėjimui.

Elektronų greičiui didėjant, sklindančios elektroninės bangos ilgis $\lambda = \frac{h}{p}$ artėja prie $2a$; čia a yra gardelės konstanta; ryšys tarp elektronų energijos E ir judėjimo kiekio $p^2 = 2mE$ žymiai pakinta. Tuomet bangos, atsispindėjusios nuo visų gardelės mazgų, fazė skiriasi nuo sklindančios bangos fazės π . Susidaro stovinti banga; jos ilgis $\lambda_{krit} = \frac{2a}{n}$, kur $n = 1, 2, 3, \dots$. Ją atitinkantis judėjimo kiekis

$$p_{krit} = \frac{h}{\lambda_{krit}} = \frac{hn}{2a} \quad (98,2)$$

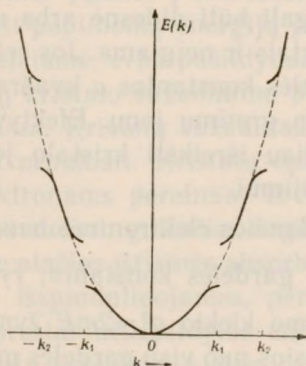
ir

$$k_{krit} = \frac{1}{\lambda_{krit}} = \frac{n}{2a}. \quad (98,3)$$

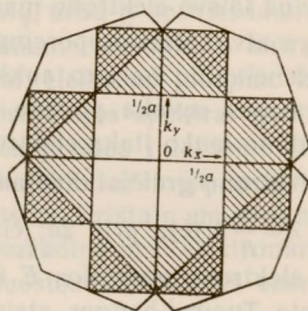
Šiuo atveju elektronas judėti kristale negali. Taigi visų nekritinių k reikšmių elektronų savosios funkcijos nusako sklindančias bangas, o atskirų kritinių reikšmių — stovinčias bangas.

Ši įdomi kvantinės mechanikos išvada yra grafiškai pavaizduota 172 pav. Abscisių ašyje sužymėtos k reikšmės, o ordinačių — energijos $E = f(k)$ reikšmės. Elektrono energijos priklausomybę nuo jo k -kvantinio skaičiaus (arba jo judėjimo kiekio p), kol nėra trikdančio elektrono judėjimą potencialinio lauko, vaizduoja brūkšniuotoji kreivė (parabolė). Veikiant gardelės jonų potencialiniam laukui, kai k (bei p) įgyja kritinę reikšmę, kreivė atitinkamose vietose trūksta, išskykla draudžiamų

energijų sritys; jos yra tuo platesnės, kuo labiau staigėja periodinio potencialo iškylos. Vadinasi, dėl laisvo elektrono galimų energinių būvių sekos jonų periodiniame potencialiniame lauke susidaro leidžiamosios energijos juostos, arba zonos, atskirtos draudžiamosios energijos juostomis. Leidžiamosios energijos juostas atitinkančių k reikšmių sritis vadiname *Briliueno zono-*



172 pav.



173 pav.

mis, arba juostomis. 173 pav. yra grafiškai pavaizduotos plokščios (dvimatės) kvadratinės gardelės keturios pirmosios Briliueno zonos. Vidinis baltas kvadratas vaizduoja pirmąją zoną, atitinkančią pirmąją kvazilaisvo elektrono energijos juostą. Tiesėmis padengta sritis atitinka antrąją energijos juostą, o kvadratėliais padengta — trečiąją. Briliueno zonų grafinis vaizdas rodo, kad judančių x - arba y -ašies kryptimi elektronų didžiausias impulsas

$$p_{\text{didz}}(x) = \hbar k_{\text{didz}}(x) = \frac{\hbar}{2a}, \quad (98,4)$$

o kryptimi, sudarančia 45° su x -ašimi,

$$p_{\text{didz}}(45^\circ) = \hbar k_{\text{didz}}(45^\circ) = \frac{\hbar \sqrt{2}}{2a}. \quad (98,5)$$

Iš vienos leidžiamosios energijos juostos į kitą elektronas gali pereiti tik šuoliu, panašiai kaip atome šuoliu jis pereina iš vieno energijos lygio į kitą, nes atskirų zonų elektronų banginės funkcijos yra skirtingos.

Erdvinių trimačių gardelių Briliueno zonų struktūra yra sudėtingesnė ir nebėra tokia vaizdi, kaip plokščių. Tačiau ir šiuo atveju iš Briliueno zonų schemos galima surasti kritines k ir p reikšmes, taigi energijos juostų schemas. Be to, Briliueno zonų vaizdai panaudojami elektronų užlenkimo diagramoms sudaryti.

Izoliuotame atome energijos lygiai yra sužymėti kvantiniais skaičiais. Panašiai galima sužymėti ir kristalo energijos juostų lygius. Tam reikalui tinka elektroninės bangos vektorius, kitaip bangų skaičius k .

Kad išsiaiškintume k -vektoriaus kvantavimą, paimkime kubinės sistemos, pvz., NaCl, kristalą, sudarytą iš N atomų; jame išskiriame tokį kubą, kad jo briaunos ilgis būtų lygus $N^{\frac{1}{3}}d$; čia d yra nuotolis tarp gardelės plokštumų, lygus pusei gardelės konstantos a , $d = \frac{1}{2}a$. Kvantinė mechanika nurodo, kad kristale elektronas bus stacionariame būvyje tik tada, kai sklindanti elektroninė banga abi kristalo paviršiaus sienes pasieks, turėdama tokią pat fazę, atseit, kristalo pradžia ir jo galas tarytum turėtų būti viename apskritimo taške. Bet taip bus tik tada, kai kubo briaunos ilgis bus bangos ilgio kartotinis, taigi kai

$$N^{\frac{1}{3}}d = n\lambda; \quad (98,6)$$

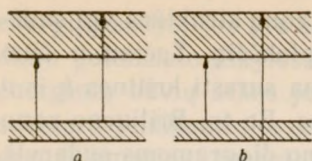
čia n yra sveikasis skaičius: $n = 1, 2, 3, \dots$

Iš čia bangos vektoriaus, arba bangų skaičiaus k , reikšmė

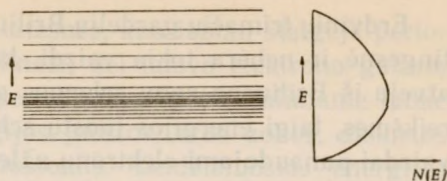
$$k = \frac{n}{N^{\frac{1}{3}}d}. \quad (98,7)$$

Taigi k turi diskretines reikšmes ir todėl gali apibūdinti bet kurios kristalo energijos juostos kvantinius būvius, arba energijos lygius. Atskirose energijos juostose k -lygių žymėjimo tvarka yra nevienoda; pvz., s -elektronų sudarytoje energijos juostoje k žymėjimas eina nuo juostos apačios į jos viršų, o p -elektronų — atvirkščiai. Pirmuoju atveju emisijos arba absorbcijos spektro juostų plotis yra lygus kombinuojamų energijos juostų plokčių skirtumui (174 pav., *a*), antruoju — jų sumai (174 pav., *b*).

Nė vienoje energijos juostoje energijos lygiai nėra vienodai tankiai pasiskirstę. 175 pav. kreivė rodo energijos lygių,



174 pav.



175 pav.

arba būvių, pasiskirstymą energijos juostoje; abscisių ašyje sužymėta energija E , ordinačių — pasiskirstymo funkcija $N(E)$. Didžiausias būvių tankis yra energijos juostos viduje, einant į juostos kraštus, jų tankis mažėja.

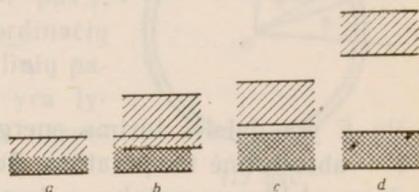
§ 99. ELEKTRINĖS KRISTALŲ YPATYBĖS IR JŲ ENERGIJOS SPEKTRO STRUKTŪRA

Kristalų energijos spektro juostinė struktūra lengvai paaiškina daugelį jų pagrindinių ypatybių, pvz., kristalų elektrinį laidumą. Vienos kristalinės medžiagos, pvz., metalai, yra geri, o kitos, kaip NaCl , — blogi elektros laidininkai. Kristalų elektrinis laidumas priklauso nuo didesnės energijos juostų užpildymo elektronais. Jau kalbėjome, kad joniniame, pvz., NaCl , kristale Na^+ energijos juostos iki $2P$, o Cl^- iki $3P$ yra užpildytos ir sudaro uždarus sluoksnius. O tolimesnės ($3D$, $4S$ ir t. t.) energijos juostos yra visai tuščios. Sudarius išorinį elektrinį lauką, jo veikiami elektronai gali tik juostoje pasikeisti vietomis, bet ne slinkti lauko kryptimi. Bet, elektronams pasikeičiant vietomis toje pačioje juostoje, elektros krūvis nepernešamas, taigi šiuo atveju medžiaga nėra laidus. Kitokias sąlygas turime valentiniuose, pvz., Na , kristaluose. Jame $3S$ energijos juosta yra tik puspilnė; joje galėtų tilpti $2N$ elektronų, o yra tik N ; čia N yra atomų skaičius gardelėje. Todėl elektronai, veikiami išorinio elektrinio lauko, gali slinkti ir pernešti elektros krūvį. Tokios medžiagos yra laidžios elektrai, sakome, turi metalinį laidumą.

Taip aiškinant kietųjų kūnų elektrinį laidumą, divalenčiai žemės šarminiai metalai: pvz., Mg , Ca ir kt., turėtų būti nelaidūs; jų išorinės, pvz., magnio $3S$, kalcio $4S$ ir t. t., energijos juostos yra užpildytos elektronų, o atitinkamai $3P$, $4P$ ir t. t. — tuščios. Kvantinė mechanika išveda, kad, stipriai sąveikojant

elektronams, banginės funkcijos, aprašančios žemės šarminių metalų *S*- ir *P*- energijos juostas, užkloja viena kitą, taigi ir šios energijos juostos persikloja, sudarydamos vieną bendrą neužpildytą energijos juostą. Todėl žemės šarminiai metalai yra laidininkai.

Vandenilio atomas energijos juostoje *1S* turi tik vieną elektroną. Vadinasi, ši juosta yra neužpildyta. Tačiau vandenilio atomai nesudaro laidžios kristalinės gardelės, nes jie pasižymi stipriu polinkiu sudaryti dviatomę molekulę, kurios disociacijos energija siekia net 4,4 eV. Žemoje temperatūroje susidaro silpnai surišta vandervalsinių jėgų H_2 skaidri kristalinė gardelė, kurios juosta *1S* yra užpildyta elektronų. Manoma, kad, paveikus dideliu (iki 10^5 at) slėgimu, vandenilio molekulinis kristalas gali virsti H -atominium, laidžiu elektrai, tačiau neskaidriu kristalu.



176 pav.

Apskritai, iškyla keturi energijos juostų struktūros atvejai (176 pav.). Energijos (laidumo) juosta tik iš dalies yra užpildyta elektronų (*a*); dvi gretimosios (viena užpildyta, kita visai tuščia) užkloja viena kitą, sudarydamos vieną neužpildytą (laidumo) juostą (*b*); tarp užpildytos (valentinės) ir tuščios (laidumo) juostų yra nedidelis (apie 1 eV) tarpas — draudžiamosios energijos juosta (*c*); ir pagaliau tos juostos yra atskirtos plačios (apie 10 eV) draudžiamosios energijos juostos (*d*). Atvejo (*c*) energijos juostų struktūra pasižymi puslaidininkiais; kylant temperatūrai, draudžiamųjų energijų juostai esant siaurai, elektronai lengvai sužadinami — iš valentinės juostos perkeliama į laidumo juostą, ir jų elektroninis laidumas didėja. Plačią draudžiamosios energijos juostą turi joninio laidumo dielektrikai.

Rentgeno spindulių charakteringojo spektro ilgųjų bangų pusėje spektro linijų plotis ir intensyvumas tiesiogiai rodo aukštesnės energijos juostos plotį ir jos užpildymą.

§ 100. ELEKTRONŲ KVANTINĖS STATISTIKOS PAGRINDAI

Kietojo kūno kvazilaisvųjų elektronų pasiskirstymas pagal kvantinius būvius arba pagal jų energijos kiekius tiriamas statistiniais metodais. Priklausomai nuo tiriamų dalelių sistemos ypatybių taikoma arba klasikinė, arba kvantinė statistika. Kai tiriamosios sistemos dalelių, pvz., elektronų kai kuriuose puslaidininkiuose, koncentracija bei jų energija yra nedidelės, taigi, kai sistema nėra išsigimusi, galime pasitenkinti klasikine Bolcmano statistika. Joje pasiskirstymo funkcija yra lygi

$$e^{-\frac{E}{kT}};$$

čia E yra dalelės turima energija, k — Bolcmano konstanta ir T — absoliutinė temperatūra. Bet kai sistemos dalelių, pvz., laidumo elektronų metaluose, koncentracija ir jų energija yra didelės, taigi, kai sistema yra išsigimusi, reikia taikyti kvantinę Fermio ir Dirako statistiką. Joje pasiskirstymo funkcija išreiškiama taip:

$$\frac{1}{e^{\frac{E-E_i}{kT}} + 1};$$

čia E_i yra Fermio energijos lygis.

Fermio ir Dirako statistika remiasi tokiais teiginiais: a) dalelės, pvz., elektronai, yra visai vienodos; b) dalelių būvis pakinta, pakitus bent vienam jų kvantiniam skaičiui; c) to paties kvantinio būvio dalelių sukinio judėjimo kiekio momentai tegali būti priešingų krypčių; taigi kiekviename kvantiniame būvyje tegali būti daugiausia 2 dalelės.

Elektronų energinį būvį sistemoje aprašome dviem apibendrintomis, vietos q ir judėjimo kiekio, arba impulso p , koordinatėmis. Kvazilaisvojo elektrono impulsą p ir jo energiją sieja tokia lygtis:

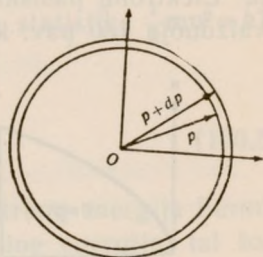
$$p^2 = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 = 2mE; \quad (100,1)$$

čia p_1 , p_2 ir p_3 yra impulso dedamosios koordinatinių ašių kryptimi.

Kvantinėje teorijoje impulsas p , kaip ir energija E , yra kvantuojamas ir p^2 reikšmės yra nusakomos dydžio $2mE = 2mh\nu$. Im-

pulsą galime pavaizduoti vadinamojoje impulsinėje erdvėje. Impulso vektoriaus p pradžią sutapatinkime su stačiakampių koordinatinių pradžia. Tuomet jo viršūnė atsidurs kuriame nors impulsinės erdvės taške.

Kvantuotų impulso vektorių viršūnės pasiskirstys atskiruose impulsinės erdvės dydžio h^3 narveliuose, ir kvantuotų būvių skaičius z bus lygus tokių narvelių skaičiui impulsinėje erdvėje. Išveskime pastarojoje du koncentrinis radiuso p ir $p+dp$ rutulinius paviršius (177 pav.), jų centrą sutapatinkime su koordinatinių sistemos pradžia. Tarp šių rutulinių paviršių uždarytos ertmės tūris yra lygus $4\pi p^2 \cdot dp$, taigi toje ertmėje narvelių h^3 skaičius



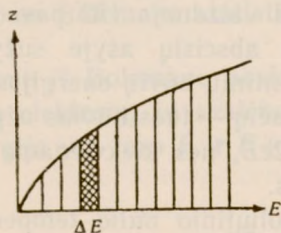
177 pav.

$$z = \frac{4\pi p^2 \cdot dp}{h^3} \quad (100,2)$$

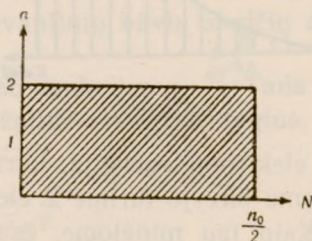
Išreiškę iš (100,1) dp ir įrašę į (100,2) p ir dp reikšmes, gauname:

$$z = \frac{2\pi (2m)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}} \cdot dE}{h^3} \quad (100,3)$$

Taigi kvantinių būvių skaičius yra energijos E funkcija, $z = f(E)$ ir, energijai didėjant, jis didėja. Šią priklausomybę grafiškai vaizduoja 178 pav. kvantinių būvių pasiskirstymo pagal energiją kreivė.

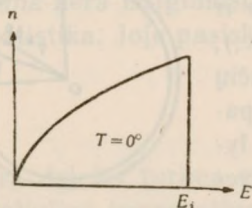


178 pav.

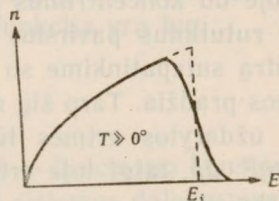


179 pav.

elektronų, tai temperatūroje $T=0$ jie užima $\frac{n_0}{2}$ būvių (179 pav.). Temperatūroje $T=0$ jie užpildo mažiausios energijos lygius nuo nulinės iki tam tikros didžiausios E_i . Didžiausios energijos lygį, kurį užpildo elektronai absoliutinio nulio temperatūroje ($T=0$), vadiname *Fermio lygiu*, arba *termodinaminio potencialu*. Elektronų pasiskirstymą pagal energijos kiekį, esant $T=0$, vaizduoja 180 pav. kreivė. Abscisių ašyje sužymėtos kvantinių



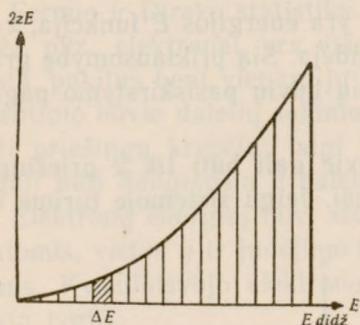
180 pav.



181 pav.

lygių energijos reikšmės E , o ordinačių — tam tikros energijos elektronų skaičius n . $T=0$ temperatūroje elektronai užpildo kvantinius būvius iki Fermio energijos lygio E_i imtinai. Didesnės energijos kvantiniai būviai yra tušti. Temperatūrai kylant, elektronai pereina ir į didesnės energijos, kaip Fermio lygio, energijos lygius. 181 pav. kreivė, vaizduojanti energijos

lygių užpildymą, yra dešinėje pusėje tuo lėkštesnė, kuo aukštesnė yra kietojo kūno temperatūra.



182 pav.

Įvairiuose kvantiniuose būvuose elektronai turi skirtingą energiją. Tokį energijos pasiskirstymą pagal kvantinius būvius vaizduoja 182 pav. kreivė. Čia abscisių ašyje sužymėtos kvantinių būvių energijos, o ordinačių — tuos būvius užpildan-

čių elektronų energija, kuri lygi $2zE$, nes kiekviename kvantiniame būvyje turime 2 elektronus.

Kaip jau minėjome, esant absoliutinio nulio temperatūrai ($T=0$), elektronų energija nėra lygi nuliui; jie užpildo mažiau-

sios energijos kvantinius būvius. Taigi ir tuomet elektronai turi nemažą kinetinės energijos kiekį aukščiausiam — Fermio lygyje. Šio lygio energija priklauso nuo elektronų masės m , jų skaičius n l cm^3 ir yra taip išreiškiama

$$E_f = \frac{h^2}{8m} n^{\frac{2}{3}}. \quad (100,4)$$

Ji yra 3—7 eV dydžio. Pagal Bolcmano statistiką $\frac{1}{2}mv^2 = kT$; taigi šią energiją atitiktų temperatūra

$$T_0 = \frac{h^2}{8mk} n^{\frac{2}{3}}, \quad (100,5)$$

kuri metalams būtų 10^5 °K eilės. Kai elektronų energija Fermio lygyje yra didesnė už jų vidutinę šiluminę energiją, tai tokį sistemos elektronų būvį laikome *išsigimusiu*. Metaluose elektroninės dujos yra išsigimusios. Jų išsigimimu, pvz., paaiškinama, kodėl laidumo elektronai metaluose tik labai nežymiai pakeičia jų specifinę šilumą. Jų nulinė ($T=0$) energija yra tokia didelė, kad nežymūs temperatūros pakitimai nebepakeičia energijos pasiskirstymo, nors elektronai aukštesnėje temperatūroje ir užima didesnės energijos lygius. Paprastuose metaluose išsigimimo temperatūra yra tarp $3 \cdot 10^4$ ir $8 \cdot 10^4$ laipsnių. O Volto lanko srovėje, kur elektronų koncentracija $n \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, net esant lanko temperatūrai 10^4 , išsigimimo temperatūra yra apie 10^5 K. Taigi lanko plazma paprastoje temperatūroje nėra išsigimusi, ir jai tinka Bolcmano statistikos dėsningumai.

Žinodami kvantinių būvių arba energijos lygių pasiskirstymą pagal energiją, galime surasti ir elektronų pasiskirstymą pagal energiją, padauginę lygių skaičių z iš pasiskirstymo funkcijos. Kol kvazilaisvųjų elektronų koncentracija nėra labai didelė, tesiekia $(10^{14} \div 10^{17}) \text{ cm}^{-3}$, pvz., tikruose puslaidininkiuose, taikome Bolcmano statistiką ir kvantinių būvių skaičių z dauginame iš Bolcmano pasiskirstymo funkcijos $e^{-\frac{E}{kT}}$. Tada iš visų n elektronų jų skaičius dn užpildo energijos lygius, kurių energija yra tarp E ir $E+dE$:

$$dn = \frac{4\pi (2m)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}}}{h^3 e^{\frac{E}{kT}}} dE. \quad (100,6)$$

Bet kai kvazilaisvųjų elektronų koncentracija yra labai didelė ir siekia $(10^{22} \div 10^{23}) \text{ cm}^{-3}$, pvz., metaluose, tuomet taikome Fermio ir Dirako statistiką. Šiuo atveju pasiskirstymo funkcija yra

$$\frac{1}{e^{\frac{E-E_f}{kT}} + 1}$$

ir

$$dn = \frac{4\pi(2m)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{E^{\frac{1}{2}}}{e^{\frac{E-E_f}{kT}} + 1} dE. \quad (100,7)$$

Jau minėjome, kad tik iš dalies užpildytos laidumo juostos elektronai gali sukelti elektros srovę, sudarius išorinę įtampą. Tokioje juostoje elektronai lengvai gali pereiti į tuščius energijos juostos lygius ir slinkti priešinga įtampai kryptimi. Mat, energijos skirtumas tarp gretimų lygių juostoje yra labai mažas. Paprastai leidžiamosios energijos juostos plotis kinta tarp 0 ir 10 eV. Jeigu kvazilaisvųjų elektronų koncentracija yra 10^{22} l cm^3 , tai tarpas tarp gretimų energijos lygių yra 10^{-22} eV eilės.

§ 101. KIETŲJŲ KŪNŲ ELEKTRINIS LAIDUMAS. HOLO EFEKTAS

Kietųjų kūnų zoninė teorija paaiškina daugelį jų ypatybių. Anštai metaluose turime didelę kvazilaisvųjų, arba laidumo, elektronų koncentraciją. Tie elektronai sudaro pagal Fermio teoriją išsigimusias elektronines dujas. Laidumo elektronai pasižymi didele kinetine energija, taigi ir dideliu vidutiniu šiluminio judėjimo greičiu, todėl jie apsprendžia gerą metalų ne tik elektros, bet ir šilumos laidumą, perduodami šiluminę (kinetinę) energiją iš aukštesnės temperatūros į žemesnės temperatūros vietas. Elektroninė metalų laidumo teorija gražiai paaiškina Videmano ir Franco iškeltą dėsningumą, pagal kurį visų metalų šiluminio laidumo koeficiento ir specifinio elektrinio laidumo santykis yra vienodas ir priklauso tik nuo absoliutinės temperatūros. Ši teorija paaiškina ir tai, kad metalų laidumo elektronų kinetinė energija tesudaro labai mažą jų specifinės šilumos dalį.

Kietųjų kūnų elektroninis specifinis laidumas

$$\sigma = enu; \quad (101,1)$$

čia n yra laidumo elektronų koncentracija, u — jų judrumas ir e — jų elektros krūvis. Taigi metalų ir, apskritai, kietųjų kūnų elektrinį laidumą apibūdina krūvio nešėjų koncentracija n ir jų judrumas u . Išmatavę tik specifinį laidumą, tegalėsime surasti šių dydžių sandaugą nu (e laikome žinomu). Kad surastume atskirai n ir u reikšmes, turime išmatuoti σ ir Holo konstantą R (II d. § 85).

Pastaroji išreiškiama taip:

$$R = \frac{u}{\sigma}. \quad (101,2)$$

Nukreipianti elektronus magnetiniame lauke Lorencio jėga

$$F_m = evH = \frac{eujH}{\sigma},$$

nes $u = \frac{v}{E}$, $\sigma = \frac{j}{E}$ ir $j = nev$; čia j yra elektros srovės tankis, H — magnetinio ir E — elektrinio lauko stiprumas. O sukkelto, nukrypus elektronams, Holo elektrinio lauko E_H elektrinė jėga

$$F_e = eE_H.$$

Nusistovėjus pusiausvyrai, abi jėgos yra lygios, tik nukreiptos priešingomis linkmėmis, taigi $F_m = F_e$. Tuomet

$$E_H = \frac{ujH}{\sigma}, \quad (101,3)$$

o Holo įtampa

$$U_H = E_H l = \frac{ujlh}{\sigma h} H = \frac{u}{\sigma} \frac{l}{h} H, \quad (101,4)$$

čia l ir h yra atitinkamai padėtos į magnetinį lauką plokštelės plotis ir storis. Dydis $\frac{u}{\sigma} = R$ ir yra Holo konstanta:

$$R = \frac{u}{\sigma} = \frac{v}{j} = \frac{v}{nev} = \frac{1}{ne}. \quad (101,5)$$

Atseit, išmatavę Holo konstantą, galėsime surasti krūvio nešėjų koncentraciją, o žinodami laidumą σ , — jų judrumą.

Taikant Fermio ir Dirako kvantinę statistiką, galima išaiškinti kietųjų kūnų termojoninės, šaltosios bei fotoelektroninės emisijos reiškinius (II d. XI skyr., III d. § 70), jų magnetines, superlaidumo ir kitas ypatybes.

XVI SKYRIUS

PUSLAIDININKIŲ PAGRINDINĖS SAVYBĖS IR JŲ PANAUDOJIMAS

§ 102. PUSLAIDININKIAI; JŲ ELEKTRINIS LAIDUMAS

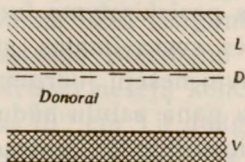
Paprastai šiuo metu kietieji kūnai skirstomi į 3 klases: a) *metalus*; b) *dielektrikus* ir c) *puslaidininkius*. Pastaroji grupė elektrinio laidumo atžvilgiu užima tarpinę padėtį tarp metalų ir dielektrikų. Absoliutinio nulio temperatūroje puslaidininkiai yra dielektrikai, temperatūrai kylant, jų elektrinis laidumas didėja. Puslaidininkių medžiagos gamtoje yra plačiai paplitusios. Kai kurios jų plačiai taikomos praktikoje, ypač elektronikoje.

Puslaidininkiuose draudžiamųjų energijų tarpas tarp laidumo ir valentinių juostų yra nedidelis ir siekia 1 eV eilės. Todėl, pašildžius kristalą, gardelės svyravimų dėka elektronai gali būti atskirti nuo pagrindinių gardelės jonų ir perkelti į laidumo juostą; puslaidininkio elektrinis laidumas didėja. Energiją, reikalingą elektronui perkelti iš valentinės juostos į laidumo juostą, vadiname *aktyvacijos energija*. Šio pobūdžio puslaidininkio elektrinį laidumą vadiname *savuoju laidumu*, o patį puslaidininkį — *tikruoju puslaidininkiu*.

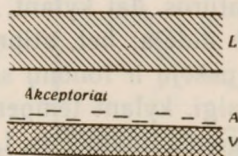
Bet labai dažnai puslaidininkis pasidaro elektrai laidus, įnešus į jį priemaišų — kitokios medžiagos atomų arba jonų, kuriuose elektronai yra pririšti silpniau, negu pagrindiniuose jonuose, ir todėl jų aktyvacijos energija yra mažesnė. Jeigu, pvz., silicio (Si) arba germanio (Ge) deimanto tipo gardelėje nedidelį keturvalenčių Si arba Ge atomų skaičių pakeisime penkivalenčiais fosforo (P) arba arseno (As) atomais, tai pastarųjų perteklinis penktasis ryšio elektronas bus tik silpnai pririštas.

Energijos juostų schemoje tokių perteklinių elektronų energijos būvis vaizduojamas draudžiamosios energijos juostoje arti laidumo juostos L esančiu priemaišiniu lygiu D (183 pav.). Jo

aktyvacijos energija ΔE_s yra mažesnė už tikrųjų puslaidininkių aktyvacijos energiją ir yra dešimtųjų bei šimtųjų elektronvolto dalių eilės. Pakilus temperatūrai, elektronai iš šių lygių yra perkeliami į laidumo juostą; tokios rūšies lygiai yra laidumo elektronų versmė, todėl jie vadinami *donoriniais lygiais*, o patys puslaidininkiai — *elektroniniais*, arba *n-puslaidininkiais*. Bet jeigu gardelėje dalį Si arba Ge atomų pakeistume trivalenčiais, pvz., boro (B) arba galio (Ga), atomais, tada truks vieno elektrono keturių gretimųjų atomų ryšiams prisotinti. Sitoki būvį



183 pav.



184 pav.

vadiname *elektrono skylę*, arba trumpiau — *skylę*. Aukštesnėje temperatūroje skylės gali užpildyti gretimieji elektronai; skylė gali slankioti. Skylės pririša elektronus. Todėl energijos juostų schemeje toks elektronų trūkumo energinis būvis vaizduojamas draudžiamosios energijos juostoje priemaišiniu lygiu *A*, esančiu arti valentinės juostos (184 pav.). Šios rūšies lygiai vadinami *akceptoriniais*, o puslaidininkiai — *skyliniais*, arba *p-puslaidininkiais*.

Donoriniai bei akceptoriniai lygiai, kitaip dar vadinami *vietiniais (lokaliniais)*, nusako krūvio nešėjų energinį būvį visame puslaidininkio tūryje. Krūvio nešėjų rekombinacijos tyrimai parodė, kad puslaidininkių paviršiuje dėl dujų absorbcijos bei pačio paviršiaus struktūros susidaro skirtingos krūvio nešėjams energinės sąlygos, kurios nusakomos *paviršiaus*, kitaip dar vadinamų *prilipimo lygių (paviršiaus rekombinacijos centrų)*. Donorinio tipo lygiai esti prie apatinės laidumo juostos briaunos, o akceptorinio — prie viršutinės valentinės juostos briaunos. Puslaidininkio paviršiaus energinį būvį, skirtingą nuo jo vidaus, laisvame puslaidininkio paviršiuje sukelia susikaupęs erdvinis elektros krūvis.

Elektriniame lauke laidumo elektronas slenka viena, o skylė kita, jam priešinga kryptimi. Jie perneša elektros krūvį, taigi

sukelia elektros srovę. Skylė, nors ir neturėdama jokio elektros krūvio, bet užleisdama vietą slenkančiam elektriniame lauke priešinga kryptimi elektronui, lyg perneša teigiamą krūvį. Todėl kalbama apie dvejopą puslaidininkių elektrinio laidumo mechanizmą: *elektroninį*, arba *n-tipo*, ir *skylinį*, arba *p-tipo*.

Puslaidininkių, kaip ir visų kitų kūnų, specifinis elektrinis laidumas (101,1)

$$\sigma = nue. \quad (102,1)$$

Krūvio nešėjų koncentracija n ir jų judrumas u priklauso nuo temperatūros. Jai kylant, n didėja, nes pasiskirstymo funkcijos reikšmė didėja; bet, stiprėjant gardelės svyravimams, stiprėja krūvio nešėjų ir fononų sąveika, o krūvio nešėjų judrumas mažėja. Taigi, kylant temperatūrai, n ir u gana painiu būdu kinta priešingomis linkmėmis. Laisvųjų krūvio nešėjų koncentracijos n priklausomybė nuo temperatūros reiškia taip:

$$n = \frac{2(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}. \quad (102,2)$$

Puslaidininkių laidumas, taigi laisvųjų krūvio nešėjų koncentracija priklauso ir nuo priemaišų, arba defektų, koncentracijos n_0 ; šią priklausomybę išreiškia tokia lygtis:

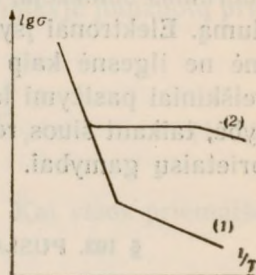
$$n = \frac{(2\pi mkT)^{\frac{3}{4}}}{h^{\frac{3}{2}}} n_0^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\Delta E_s}{2kT}}; \quad (102,3)$$

čia ΔE ir ΔE_s yra aktyvacijos energija abiem atvejais. (102,3) lygtis tinka tik tada, kai laisvųjų krūvio nešėjų koncentracija n , palyginus su priemaišų koncentracija n_0 , yra nedidelė, taigi, kai $n_0 \gg n$.

Aktyvacijos energija ΔE ir ΔE_s taip pat tam tikru būdu priklauso nuo temperatūros. Apskritai, puslaidininkiuose, stiprėjant elektronų ir fononų sąveikai, draudžiamosios energijos juostos plotis ΔE mažėja, pvz., Si arba Ge apie $4 \cdot 10^{-4}$ eV, temperatūrai pakilus 1° . Priemaišinių puslaidininkių ΔE_s mažėja, ir didėjant priemaišų koncentracijai n_0 . Be to, priemaišinių puslaidininkių specifinis laidumas σ , kylant temperatūrai, prisistina, ypač kai aktyvacijos energija ΔE_s yra maža. Puslaidininkių

specifinio laidumo σ priklausomybę nuo temperatūros grafiškai vaizduoja 185 pav. kreivė. Čia abscisių ašyje sužymėti dydžiai T , ordinačių — $\lg \sigma$. Kreivės šakos (1) ir (2) vaizduoja didesnės ir mažesnės aktyvacijos energijos priemaišų sukulto priemaišinio, o (3) — puslaidininkio savojo laidumo kitimą, kintant temperatūrai.

Puslaidininkių krūvio nešėjų koncentracija siekia nuo 10^{13} iki 10^{18} cm^{-3} . Apskritai, puslaidininkių elektroninių dujų sistema nėra išsigimusi, ir, ją tirdami, taikome Bolcmano statistiką. Ir tik kai krūvio nešėjų koncentracija padidėja iki 10^{19} cm^{-3} ir daugiau, puslaidininkių elektrinis laidumas įgyja metalų laidumo pobūdį. Tai atsitinka, kai puslaidininkyje yra didelė priemaišų koncentracija. Tada ir kambario temperatūroje elektroninės dujos yra išsigimusios.



185 pav.

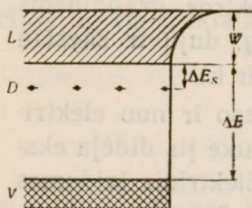
Žymus puslaidininkių elektrinio laidumo kitimas, kintant temperatūrai, panaudojamas praktiškai. Ši jų ypatybė patogi temperatūrai matuoti, varžai reguliuoti, elektros grandinėms apsaugoti nuo per stiprių srovių bei įtampų, dujų ir skysčių šilumos laidumui, jų srautų greičiui matuoti ir kt.

Puslaidininkių elektrinis laidumas priklauso ir nuo elektrinio lauko stiprumo; stipriame elektriniame lauke jis didėja eksponentiškai pagal Pulio dėsnį (II d. § 44). Elektrinis laidumas gali didėti, didėjant nešėjų koncentracijai n bei jų judrumui u . Puslaidininkių elektrinio laidumo kitimo elektriniuose laukuose Jofės tyrimai parodė, kad laidumas didėja, didėjant krūvio nešėjų koncentracijai. Puslaidininkio plokštę Jofė padėjo į du sukryžiuotus elektrinius laukus, išilgai plokštės sudarydamas silpną E_0 , o skersai, lygiagrečiai su plokštės storiu, — stiprų elektrinį lauką E . Sudarius tik pirmąjį elektrinį lauką E_0 , išilgai plokštės bėga elektros srovė, plokštės laidumas pasilieka pastovus, nes yra išlaikomas Omo dėsnis. Bet, sudarius skersai stiprųjį lauką E , elektros srovė išilgai plokštės sustiprėja tiek kartų, kiek kartų padidėja puslaidininkio specifinis laidumas σ . Tai rodo, kad puslaidininkyje padidėja krūvio nešėjų koncentracija.

racija, nes jų jaudrumas išilgai plokštės nepakinta. Pastarųjų metų padaryti Poželos ir jo bendradarbių tyrimai parodė, kad stipriuose elektriniuose laukuose laidumo elektronų kinetinė energija, taigi ir jų greitis, žymiai padidėja, elektronai „išsyla“. Šie elektronai buvo pavadinti *karštaisiais*. Karštųjų elektronų judrumas sumažėja, o tai sumažina puslaidininkio elektrinį laidumą. Elektronai įsyla labai greitai. Jų šilimo bei vėsimo trukmė ne ilgesnė kaip $(10^{-10} \div 10^{-11})$ s, taigi karštųjų elektronų reiškiniai pasižymi labai maža inercija, o tai labai svarbi ypačybė, taikant šiuos reiškinius naujų, tobulesnių puslaidininkinių prietaisų gamybai.

§ 103. PUSLAIDININKIŲ ELEKTRONINĖ EMISIJA

Aukštesnėje temperatūroje iš puslaidininkių, kaip ir iš metalų (II d. § 95), yra emituojami elektronai. Jų emisija iš puslaidininkio priklauso nuo potencialo pasiskirstymo puslaidininkio paviršiuje. Jis pavaizduotas 186 pav. Elektrono išlaisvinimo darbas iš tikrųjų puslaidininkių yra lygus $\Delta E + W$; čia W yra darbas, kurį elektronas, būdamas žemiausiame laidumo juostos lygyje, turi atlikti, kad galėtų išlėkti iš puslaidininkio.



186 pav.

Elektronui išlėkti iš laidumo juostos L tikimybė yra proporcinga $e^{-\frac{W}{kT}}$. Vadinasi, tikrojo puslaidininkio termoelektroninės srovės tankis turi būti proporcingas laidumo juostoje elektronų koncentracijai n , kurią nusako (102,2) lygtis. Kadangi laidumo elektronų koncentracija n yra nedidelė,

tai, nagrinėjant puslaidininkių termoelektroninės emisijos klausimą, taikoma Bolcmano statistika. Tikrųjų puslaidininkių, kaip ir metalų, termoelektroninės srovės tankis yra nusakomas Ričardsono formulės (II d. §§ 93, 95), tiksliai efektyvusis elektronų išlaisvinimo darbas ϕ yra lygus $W + \frac{\Delta E}{2}$, tartum visi elektronai turėtų energiją, atitinkančią draudžiamųjų energijų juostos vidurį:

$$j = AT^2 e^{-\frac{W + \Delta E/2}{kT}} \frac{A}{\text{cm}^2}, \quad (103,1)$$

$$\text{kur } A = \frac{4\pi emk^2}{h^3}.$$

Priemaišinių puslaidininkių termoelektroninės srovės tankis j išreiškiamas panašiai, tik $\frac{\Delta E}{2}$ reikia pakeisti dydžiu U , kuris išreiškia laidumo juostos L apatinės briaunos nuotolį iki Fermio lygio. Kol priemaišiniame puslaidininkyje jonizuotų priemaišų yra mažai ($n \ll n_0$), tol

$$U = \frac{\Delta E_s}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{h^3 n_0}, \quad (103,2)$$

atseit, žemų temperatūrų srityje $U \approx \frac{\Delta E_s}{2}$. Kai visos priemaišos yra jonizuotos, $n \approx n_0$,

$$U = kT \ln \frac{(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{h^3 n_0}. \quad (103,3)$$

Tikriesiems puslaidininkiams

$$U = \frac{\Delta E}{2}. \quad (103,4)$$

Apskritai, puslaidininkių termoelektroninės emisijos srovės tankis išreiškiamas Ričardsono formule

$$j = AT^2 e^{-\frac{W+U}{kT}}. \quad (103,5)$$

Tikrųjų puslaidininkių U nusako (103,4), priemaišinių neprisotintų — (103,2) ir priemaišinių prisotintų — (103,3) lygtis.

Puslaidininkių termoelektroninės emisijos tyrimas turi ne tik teorinę, bet praktinę reikšmę. Šia emisija remiasi *oksidinių katodų* savybės (II d. § 95). Šitie katodai pasižymi daug stipresne, kaip metalų, emisija.

Elektronų emisiją iš puslaidininkių galime sukelti, apšvietę puslaidininkį. Šis reiškinys vadinamas puslaidininkių *išoriniu fotoejektu*. Puslaidininkiuose turime 3 skirtingas fotoelektroninės emisijos sritis. Didžiausia elektronų dalis yra surišta valentinėje juostoje V ; jų išlaisvinimo darbas yra lygus $W + \Delta E$ (186 pav.); ($10^4 \div 10^7$) kartų mažesnė jų dalis paskirstyta dono-

riniuose lygiuose D ir laidumo juostoje L . Kai nuotolis ΔE_s tarp D ir L , palyginus su kT , yra mažas, kambario temperatūroje didesnioji šių elektronų dalis yra laidumo juostoje; jų išlaisvinimo darbas yra lygus W . Bet jeigu ΔE_s , palyginus su kT , yra didelis, tada dauguma elektronų bus donoriniuose lygiuose, ir jų išlaisvinimo darbas lygus $W + \Delta E_s$. Taigi, kai krintančių fotonų energija $h\nu = W$, gauname fotoelektroninę emisiją tada, jei $\Delta E_s \leq kT$, ir puslaidininkis pasižymi dideliu elektriniu laidumu. Didinant kvanto energiją, taigi nušviečiant puslaidininkį vis trumpesnių bangų šviesa, fotoemisija sustiprėja, kai $h\nu$ pasidaro lygus $W + \Delta E_s$; tada fotoelektronai emituojami iš donorinių lygių. Ir pagaliau kai fotonų energija pasidaro lygi $W + \Delta E$, fotoemisija dar kartą žymiai sustiprėja. Dabar fotoelektronai emituojami iš valentinės juostos. Pastarąją fotoemisiją sukeliame, apšvietę puslaidininkį violetine arba ultravioletine šviesa. Ištyrę puslaidininkių išorinį fotoefektą, galime surasti W , ΔE_s ir ΔE reikšmes.

Puslaidininkių fotoelektroninės emisijos reiškinys taikomas elektroniniams optiniams atvaizdams gauti. Šiam reikalui naudojamas fotokatodas. Jį sudaro plonas puslaidininkių sluoksnis; nušviestas regimąja arba ultravioletine šviesa, jis emituoja elektronus. Jo emisijos pajėgumas yra proporcingas apšviestumui. Apšviečiant regimąja šviesa, fotokatu duimamas cezio ir stibio (apytiksliai iš Cs_3Sb), o infraraudonąja ($0,85 \div 1,3$) μ — $\text{Se}_2\text{O-Ag-Cs}$ sluoksnis.

Paveikus puslaidininkius elektronų srautu, iš jų taip pat išlaisvinami elektronai. Šį procesą vadiname *antrine elektronine emisija* (II d. § 97). Puslaidininkių ir dielektrikų antrinių elektronų emisijos koeficientas yra didesnis už metalų ir siekia 20. Pirminiems elektronams susidūrus su metalo laisvaisiais elektronais, paprastai pastarieji atitrenkti išlekia pirminių elektronų judėjimo kryptimi, nes turi būti išlaikytas judėjimo kiekis. O puslaidininkių bei dielektrikų pririštieji elektronai gali būti išbarsyti ir priešinga kryptimi. Be to, puslaidininkiuose ir dielektrikuose antrinių elektronų energijos nuostoliai, jiems išlekiant į paviršių, yra mažesni, nes laidumo juostoje elektronų yra mažai. Patirta, kad daugiausia antrinių elektronų emituojama tada, kai pirminių elektronų energija siekia 500—1500 eV. Kadan gi antriniam elektronui, kad jis išsilaisvinęs galėtų išlėkti iš kie-

tojo kūno, reikia suteikti $(13+30)$ eV, tai kiekvienas, pakliuvęs į vidų, pirminis elektronas, turėdamas energiją E , išlaisvina apytiksliai $E/20$ antrinių elektronų. Priemaišinių puslaidininkinių antrinių elektronų emisija yra didesnė už tikrųjų puslaidininkinių ir dielektrikų, nes juose elektronai išlaisvinami ne tik iš valentinės juostos, bet ir iš donorinių lygių. Todėl, sudarius puslaidininkiuose donorinius lygius, antrinė elektronų emisija žymiai sustiprėja.

Antrinei elektronų emisijai artimu reiškiniu remiasi veikimas kristalinių skaitiklių, naudojamų greitiesiems elektronams, protonams ir kitokioms didelės energijos dalelėms skaičiuoti. Įsi-skverbusios giliai į kristalą, jos sukelia smūginę jonizaciją. Iš-laisvinti jų antriniai elektronai pasilieka kristalo viduje ir pa-didina jo laidumą. Iš kristalo laidumo kitimo ir sprendžiama apie pirminių dalelių skaičių ir jų energiją.

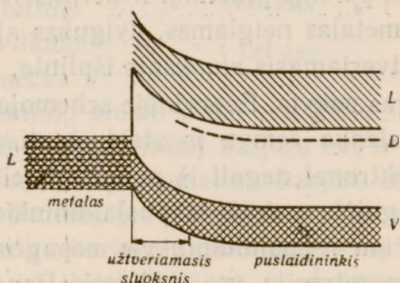
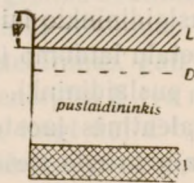
§ 104. PUSLAIDININKIŲ KONTAKTINIAI REISKINIAI

Labai didelę reikšmę puslaidininkinių fizikai bei puslaidininkinių taikymui praktikoje turi metalo ir puslaidininkio bei puslaidininkio ir puslaidininkio sąlyčio srityje išskylantieji kontaktiniai reiškiniai. Juos sąlygoja nevienodas elektronų energinis būvis metalė ir puslaidininkyje. 187 pav. yra pavaizduota atskirai metalo ir n -puslaidininkio elektronų energijos juostų padėtis at-žvilgiu išorės potencialo, kuris laikomas nuliniu. W pažymi elekt-ronų išlaisvinimo iš metalo ir puslaidininkio darbą. Jis yra abiem kūnams nevienodas.

Palieskime metalą n -puslaidininkiu. Tada iš puslaidininkio laidumo juostos bei donorinių lygių elektronai slenka į metalą



187 pav.



188 pav.

tol, kol jų abiejų Fermio lygiai atsiduria vienodame aukštyje. n -puslaidininkyje Fermio lygis guli tarp laidumo juostos apatinės briaunos ir donorinių lygių, nutolęs nuo laidumo juostos per U (103,2). Elektronams pereinant iš puslaidininkio į metalą, puslaidininkio paviršius įsielektrina teigiamai, o metalo — neigiamai ir susidaro dvigubas elektrinis sluoksnis. Kai tik Fermio lygiai pakyla vienodai aukštai, jo elektrinis laukas sustabdo tolimesnį elektronų slinkimą. Puslaidininkio energijos juostos sąlyčio srityje išsilenkia, kaip parodyta 188 pav. Jų išlinkimas atitinka susidariusio dvigubo elektrinio sluoksnio elektrinio lauko kryptį.

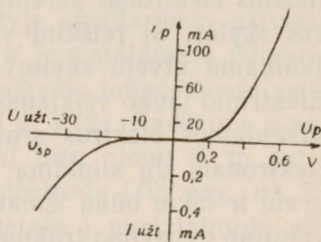
Susidarius puslaidininkyje teigiamo krūvio pertekliui, energijos juostų potencialinės kreivės išlenkiamos aukštyn, o neigiamo — žemyn; apskritai, jos išlenkiamos taip, kad neigiamo krūvio nešėjas, lyg savaime slinkdamas, visada kristų žemyn, o teigiamo — kiltų aukštyn. Juostų išlenkimo srityje puslaidininkio sluoksnis yra atidavęs visus laidumo ir donorinių lygių elektronus metalui ir netekęs elektroninio laidumo. Šis sluoksnis vadinamas *užtvėriamuoju*.

Sudarykime metalo ir puslaidininkio kontakte išorinį kintamą potencialų skirtumą. Kai metalas teigiamas, o n -puslaidininkis neigiamas polius, susidaręs dvigubas elektrinis sluoksnis ir jo elektrinis barjeras, sulaikantis elektronų slinkimą, susilpnėja arba ir visai išnyksta. Užtvėriamasis sluoksnis susiaurėja ir jo varža sumažėja. Energijos juostų schemeje puslaidininkio energijos juostos pakyla aukštyn metalo laidumo juostos atžvilgiu. Tada srovenantieji iš šaltinio į puslaidininkį elektronai, pasiskirstę donoriniuose lygiuose D ir laidumo juostoje L , nekliudomai pereina į metalą. Ir atvirkščiai, kai puslaidininkis teigiamas, o metalas neigiamas, dvigubas sluoksnis dar labiau sustiprėja, užtvėriamasis sluoksnis išplinta, jo varža žymiai padidėja, barjeras pakyla. Energinėje schemeje puslaidininkio laidumo juosta paslenka žemyn ir atsiduria ties metalo laidumo juosta. Tada elektronai negali iš metalo pereiti į puslaidininkį. Nors skylės ir galėtų pakilti iš puslaidininkio valentinės juostos į metalą, tačiau n -puslaidininkyje nepagrindinių krūvio nešėjų (skylių) koncentracija yra nedidelė. Panašų reiškinį turime ir metalo bei p -puslaidininkio kontakte.

Vadinasi, metalo ir puslaidininkio sąlyčio sritis pasižymi *vienos krypties*, arba *unipoliariniu*, *laidumu*; viena — *pralaidžiąja* — kryptimi ji gerai praleidžia elektros srovę, o atvirkščia — *užtveriamąja* — silpnai arba ir visai nepraleidžia.

Unipoliariniu laidumu pasižymi n - ir p -puslaidininkių kontaktas. n -puslaidininkio sąlyčio srityje yra didelė elektronų, o p -puslaidininkio — didelė skylių koncentracija. Didelis krūvio nešėjų koncentracijos skirtumas sukelia elektronų difuziją į p -puslaidininkį, ir skylių — į n -puslaidininkį. n -puslaidininkio sąlyčio srityje pasilieka perteklinis teigiamas, o p -puslaidininkyje — neigiamas elektros krūvis. Taigi ir šiuo atveju susidaro dvigubas elektrinis sluoksnis, kurio stiprėjantis elektrinis laukas pagaliau sulaiko tolimesnę krūvio nešėjų difuziją. Gauname vadinamąją n - p ribą dviejų puslaidininkių sąlyčio vietoje. Tokią n - p ribą galime sudaryti tame pačiame puslaidininkyje, sudarę jo atskirose dalyse n - ir p -laidumo mechanizmą, įnešant į tas dalis atitinkamų priemaišų.

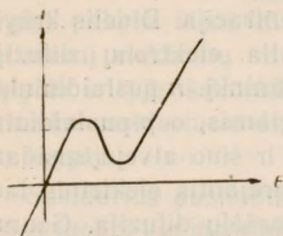
Ši metalo ir puslaidininkio bei puslaidininkio ir puslaidininkio kontakto savybė plačiai taikoma kintamosioms elektros srovėms lyginti. Elektronikoje šiam tikslui naudojami *kietieji lygintuvai*, o radiotechnikoje — *puslaidininkiniai diodai*. 189 pav. pavaizduota paprasta puslaidininkinio diodo charakteristika; dešinėje paveikslė pusėje kreivės šaka vaizduoja diodo voltamperinę charakteristiką pralaidžiąja, o kairėje — užtveriamąja kryptimi. Pastaraisiais metais buvo sukurti *griūtiniai* ir *tuneliniai* puslaidininkiniai diodai. Griūtiniuose dioduose panaudojamas krūvio nešėjų griūtinis dauginimo reiškinys. Tunelinio diodo veikimas pagrįstas kvantiniu mecha-



189 pav.

niniu tunelinio reiškiniu. Tunelinio efekto esmė yra tokia. Dalelė, pvz., elektronas, gali praeiti potencialinį barjerą net ir tada, kai jos energija E yra mažesnė už potencialinio barjero energinį aukštį, taigi kai $E < W$. Dalelės perėjimo per potencialinį barjerą tikimybė yra proporcinga barjero skaidrumui, kurį nusakoma barjero aukštis ir jo plotis; jiems didėjant, jo skaidrumas mažėja. Tunelinį efektą puslaidininkiuose nagrinėjo Keldyšas,

Esakis ir kt. Esakis tyrė tunelinio efekto priklausomybę nuo p - n ribos storio ir nustatė, kad tuo efektu pasižymi tik labai siauros (kelių šimtų angstromų storio) p - n ribos. Esakis pirmasis padirbo tunelinį diodą, panaudojęs didelės priemaišų koncentracijos puslaidininkines (germanį ir kt.) medžiagas. To-



190 pav.

kio diodo charakteristika pavaizduota 190 pav. Pralaidžiojoje kryptyje charakteristika turi neigiamos varžos sritį, kuri leidžia diodą plačiai naudoti įvairiose srityse. Tuneliniai diodai gali veikti supraukšto dažnumo (net iki 100 GHz) diapazone; jų veikimas mažai tepriklauso nuo temperatūros, struktūros ir kitų veiksnių.

Ypač plačiai išsiplėtė puslaidininkių praktiškas taikymas, kai 1948 m. buvo atrasti ir pagaminti *kristaliniai (puslaidininkiniai) triodai*, arba *tranzistoriai*. Jų veikimas remiasi skylių injekcija iš metalo arba p -puslaidininkio kontakto į n -puslaidininkį. Pasirodė, kad, sudarius metalinio elektrodo (adatėlės) taškinį kontaktą su n -puslaidininkiu, esant stipriam elektriniam laukui, ne tik iš laidumo juostos bei donorinių lygių, bet ir iš valentinės juostos elektronai pereina į metalą, palikdami pastarojoje laisvas skyles. Šį reiškinį vadiname *nepagrindinių krūvio nešėjų* (kalbamu atveju skylių) *injekcija* iš metalo į puslaidininkį. Elektrinio lauko veikiamos, jos difunduoja gilyn į puslaidininkį, sukeldamos elektros srovę, kol jos rekombinuoja su laisvais elektronais. Jų slinkimą n -puslaidininkyje galime sekti oscilografu ir tokiu būdu išmatuoti jų judrumą, difuzijos koeficientą, vidutinę gyvavimo trukmę.

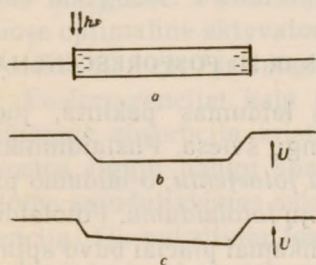
Nepagrindinių krūvio nešėjų injekcija iš metalo į puslaidininkį buvo panaudota signalams sustiprinti. Iš pradžių buvo padarytas siūlinis triodas (II d. § 104), vėliau, sudarius germanio kristale n - ir p -laidumo sritis, buvo sukonstruoti plokšti triodai. 191 pav., a, pavaizduota plokščio p - n - p triodo schema, o 191 pav., b, apačioje) L - ir V -juostų išlenkimas. Metaliniai elektrodai A turi didelį paviršių, ir jų kontaktai, bėgant silpnoms elektros srovėms, nepasižymi lyginamosiomis savybėmis. Iš p -srities į n -sritį bėga skylių srovė, kurios stiprumas priklauso nuo p - n kontakto

varžos. Viena skylių dalis rekombinuoja n -srityje, o kita pereina iš n - į p -sritį per n - p ribą joms pralaidžia kryptimi ir kolektoriaus grandinėje sukelia įtampos pakitimą. Įtampos stiprinimas priklauso nuo dešinėsios ir kairėsios n - p ribų varžų santykio.

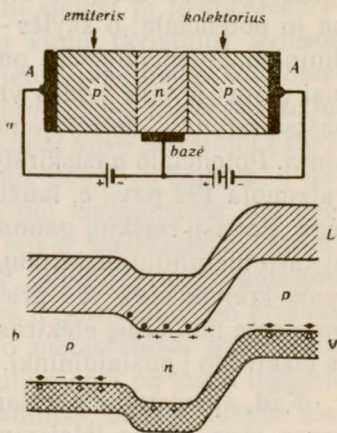
Sudarę tarp dešinėsios p -srities ir elektrodo dar vieną n -sritį, turime p - n - p tranzistorių, kuris pasižymi srovės stiprinimo savybėmis. Ateinančios iš kairės skylės susitelkia prieš paskutinę jas sulaukančią p - n ribą, ir joms kompensuoti reikalinga stipresnė elektronų srovė.

Reikia paminėti ir fototranzistoriaus veikimo principą. Skylių injekciją galime sukelti fotoelektriniu būdu. Puslaidininkio absorbuotas šviesos kvantas sužadina valentinės juostos elektroną, kuris pereina į laidumo juostą, o valentinėje juostoje atsiranda laisva skylė. Taigi fototranzistoriuje emiteris ir jo kintama įtampa pakeičiama moduliutu šviesos spinduliu.

Dviejų puslaidininkių sąlyčio srityje susidariusio užtveriamojo sluoksnio savybėmis pagrįstas ir puslaidininkių užtveriamojo sluoksnio fotoelementų veikimas (III d. § 72). Padėkime p -puslaidininkį tarp plonų iš to paties metalo elektrodų (192 pav., *a*). Tada iš metalo į puslaidininkį eina elektronai, užpildydami akceptorinius lygius, kol susidariusio dvigubo sluoksnio elektrinis laukas sulaiko tolimesnį jų perėjimą iš metalo į puslaidininkį. Abiejose



192 pav.



191 pav.

puslaidininkio pusėse susidaro du vienas antrą kompensuojantieji kontaktiniai potencialai, ir potencialų skirtumas tarp elektrodų lygus nuliui (192 pav., *b*). Jeigu dabar nušviesime vieną kontakto vietą, kur yra susidaręs užtveriamasis sluoks-

nis, šviesa, kurią absorbuoja puslaidininkio kristalinė gardelė, tai užtveriamajame sluoksnyje atsiranda laisvų elektronų ir skylių. Dvigubo sluoksnio elektrinis laukas juos perskiria: elektronai jame slenka prie kairiojo metalinio elektrodo ir pažemina jo potencialą, o skylės — priešinga linkme ir pakelia puslaidininkio potencialą. Jei puslaidininkio sluoksnis yra pakankamai storas ir visa šviesa yra jame absorbuojama, tai potencialo pasiskirstymas dešiniajame užtveriamajame sluoksnyje nepakinta. Potencialo pasiskirstymą, apšvietus užtveriamąjį sluoksnį, vaizduoja 192 pav., c , laužtinė kreivė. Susidaro fotoelektrovaros jėga. Panašų reiškinį gauname, ir padėję n -puslaidininkio sluoksnį tarp metalinių elektrodų, tik šiuo atveju potencialo pasiskirstymo kreivių eiga yra priešingos linkmės. Sujungę elektrodus, gauname nuolatinę elektros srovę, kuri visada teka nuo nušviesto elektrodo į puslaidininkį.

Kad, apšvietus užtveriamąjį sluoksnį, susidarytų fotoelektrovaros jėga, reikia išlaisvinti abiejų ženklių krūvio nešėjus, kuriuos perskiria užtveriamasis sluoksnis. Taigi šviesos bangos ilgis privalo atitikti pagrindinę puslaidininkio šviesos absorbcijos juostą. Tik tada, absorbavus šviesą, iš valentinės juostos elektronai bus perkelti į laidumo juostą, o valentinėje juostoje pasiliks laisvos skylės.

Puslaidininkių fotoelementai labai plačiai taikomi įvairiose praktikos srityse. Jie yra patogūs tuo, kad nereikalingi papildomo elektros srovės šaltinio.

§ 105. PUSLAIDININKIŲ FOTOLAIDUMAS IR JŲ FOSFORESCENCIJA

Daugelio puslaidininkių elektrinis laidumas pakinta, juos apšvietus regimąja arba trumpųjų bangų šviesa. Puslaidininkių laidumo pakitimą vadiname jų *vidiniu fotoefektu*, o laidumo padidėjimą, apšvietus puslaidininkius, — jų *fotolaidumu*. Fotolaidumo dėsningumai bei jų taikymas pakankamai plačiai buvo aptarti III dalies § 71, todėl čia jų nebeliesime. Tik paminėsime, kad pagal puslaidininkių energijos juostų struktūrą daugiausia jų elektrinio laidumo padidėjimą sukelia iš priemaišinių bei priliptimo lygių išlaisvinti krūvio nešėjai (perėję į laidumo juostą elektronai ir pasilikusios valentinėje juostoje skylės). Kadangi priemaišų sužadavimo energija ΔE_s yra žymiai mažesnė už gar-

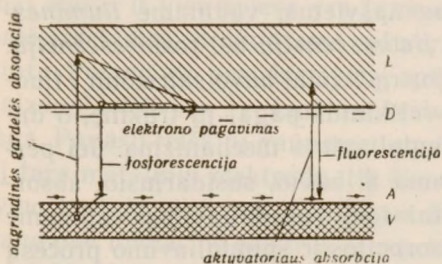
delės jonų sužadavimo energiją ΔE , tai fotolaidumą paprastai sužadina jau ilgesnių bangų šviesa, kurios bangos ilgis jau atitinka puslaidininkių pagrindinės absorbcijos juostos ilgabangio sparno šviesos bangos ilgį.

Su puslaidininkių vidiniu fotoefektu siejasi jų *fosforescencijos reiškiniai* (III d. § 75). Kietųjų kūnų (kristalų) šviesos spinduliavimą, sužadintą, juos apšvietus, vadiname *liuminescencija*, kartu pažymėdami jų *fluorescenciją* bei *fosforescenciją*. Iš pradžių kūnų liuminescencijos reiškiniai buvo skirstomi į fluorescencijos ir fosforescencijos reiškinius pagal jų trukmę, o dabar jie skirstomi pagal jų spinduliavimo mechanizmą. Jei per teklinę energiją išspinduliuojama iš būvio, susidariusio, absorbavus sužadavimo energiją, tai tokį spinduliavimą vadiname fluorescencija. Bet jei tarp absorbcijos ir spinduliavimo procesų sužadintas būvis pasikeičia (susidaro metastabilus būvis arba elektronas pagaunamas) ir jau spinduliuojama po kurio ilgesnio laiko, esant kitokiam, kaip buvo sužadintas, būviui, turime fosforescenciją. Apskritai, fosforescencijos procese iš pradžių sukaupiamą absorbuotą energiją, kuri vėliau išspinduliuojama.

Tyrimai rodo, kad idealūs kristalai nefosforescuoja, jie ir ne fluorescuoja. Kad kristalai fosforescuotų, reikia juose sudaryti *švytėjimo centrus*, įnešant į kristalą priemaišų — *aktyvatorių*. Iš kristalinių fosforų smulkiau ištirti yra ZnS ir CdS, aktyvuoti Ag, Cu, Mn ir kitų metalų priemaišomis. Priemaišų atomai gali būti pagrindinės gardelės tarpmazgyje arba pakeisti jos atomus mazguose. Pastaruoju atveju turime *pakaitinius fosforus*. Juose optimalinė aktyvatoriaus koncentracija yra žymiai didesnė ir siekia 10^{-2} cm^{-3} ir daugiau; kituose ji yra $(10^{-4} \div 10^{-6}) \text{ cm}^{-3}$.

Fosforescencijai kaip ir fotolaidumui sužadinti reikalinga stipresnė absorbcija kristalo gardelės pagrindinės absorbcijos juostos ilgyų bangų sparne. Absorbuojamasis aktyvatoriaus atomų spinduliavimas sukelia tik fluorescenciją, bet ne fosforescenciją. Tik pakaitinių fosforų sužadintas spektras yra panašus į aktyvatorių atomų absorbcijos spektrą. Dažnai dvejopai aktyvuotuose fosforuose aktyvacijos energiją absorbuoja vienos rūšies atomai, o išspinduliuoja — kitos. Apskritai, fosforescencijai yra būdinga tai, kad jos spektrinė sudėtis daugiausia priklauso nuo aktyvacijos atomų ir tik nežymiai — nuo pagrindinės gardelės atomų elektroninės struktūros.

Pagal kristalų fosforescencijos mechanizmą fosforus galime suskirstyti į dvi grupes. Vienuose absorbuotoji energija atomų elektronus tik sužadina, o kituose atomus jonizuoja, visai atskirdama elektronus nuo jonų. Pirmosios grupės fosforai vadinami *molekuliniais*, o antrosios — *tikraisiais kristaliniais fosforais*. Molekuliniuose fosforuose fosforescencijos energija kaupiama



193 pav.

pačiame absorbcijos centre arba jo aplinkoje. Šiame procese dalyvauja ne visa kristalinė gardelė, bet tik joje susidariusi molekulė.

Tikrųjų kristalinių fosforų fosforescencijos reiškinį trumpai galima būtų apibūdinti taip. Absorbavus fosforui šviesą, pagrindinės kris-

talo gardelės elektronas iš valentinės juostos V perkeliamas į paprastai neužpildytą laidumo juostą L (193 pav.) ir laisvai slankioja gardelėje, sulaikomas trumpesniai arba ilgesniai laikui prilipimo lygiuose, kol pagaliau pasiekia aktyvatoriaus atomą arba joną; čia jis visą savo gautąją energiją arba tik jos didesnę dalį išspinduliuoja šviesos energijos pavidalu.

Toks kristalų fosforescencijos mechanizmas paaiškina daugelį eksperimentiškai nustatytų reiškinų: fosforescencijos šviesos spektrinę sudėtį, jos stiprumo priklausomybę nuo temperatūros ir kt. Žemesnėje temperatūroje sužadintas elektronas lėtai difunduoja iš vienos pagavimo vietos į kitą (tų vietų energijos lygis, palyginus su elektrono šilumine energija kT , yra didelis), žemoje temperatūroje ilgam „išsaldamas“ pagavimo vietoje. Šiuo reiškiniu aiškinamas fosforescuojančių kristalų nestiprus, bet ilgai trunkąs žemoje temperatūroje pošvytis. Aukštoje temperatūroje sužadinti elektronai yra judrūs ir difuzijos būdu greitai patenka į švytėjimo centrus; todėl tada kristalinis fosforas fosforescuoja stipriai, bet trumpai.

Iš 193 pav. paaiškėja ir energijos perdavimo aktyvatoriaus atomui būdas. Perėjus sužadintam elektronui iš valentinės juostos V į laidumo juostą L, valentinėje juostoje atsiranda skylė, kuri rekombinuoja su elektronu iš aktyvatoriaus akceptorinio lygio A. Tuomet susidaro teigiamas aktyvatoriaus jonas. Atsidū-

ręs laisvasis (laidumo juostoje) elektronas arti aktyvatoriaus jono gali rekombinuoti su pastaruoju, išspinduliuodamas šviesą. Gali pasitaikyti, kad laisvasis elektronas, prieš rekombinuodamas, patenka į lygį D . Jis negali pereiti iš D į V , nes skylės valentinėje juostoje užpildomos elektronų iš A . Jis negali pereiti ir į A , nes D ir A yra skirtingose kristalo vietose. Taigi sužadintasis elektronas pasilieka D , kol, įgavęs papildomos šiluminės energijos arba absorbavęs infraraudonosios šviesos energijos kvantą $h\nu$, vėl galės pereiti į laidumo juostą L , o joje difunduodamas susidurs su A^+ ir rekombinuos, išspinduliuodamas šviesą.

Taigi fosforescencinės juostos emisija siejama su aktyvatoriaus atomų kvantinio būvio kitimu.

Taip aiškinti fosforescenciją galime tik tada, jei aktyvatoriaus atomų jonizacijos energija yra mažesnė už pagrindinės gardelės atomų jonizaciją. Tačiau taip teigti ne visada turime pagrindą. Todėl buvo bandyta fosforescenciją išaiškinti panašiai, kaip aiškinama sensibiluota fluorescencija. Skylė, atsiradusi, absorbavus šviesos kvantą, slinkdama gardele, yra sulaiškoma aktyvatoriaus atomo poliarizuotos aplinkos. O laisvasis laidumo juostoje elektronas rekombinuoja, susidūręs su sulaikyta aktyvatoriaus atomo skykle. Šiuo atveju elektrono rekombinavimo su skykle sąlygos yra palankesnės, negu laisvos skylės atveju, nes impulsas perduodamas gardelei. Esant glaudžiam ryšiui tarp rekombinuojančios skylės ir aktyvatoriaus atomo, energijos perteklius atiduodamas pastarajam, kuris, sužadintas ir būdamas gardelėje, spinduliuoja plačią fosforescencijos juostą. Ir tokiam aiškinimui tinka 193 pav. pavaizduota energijos lygių schema. Abu fosforescencijos spinduliavimo aiškinimo būdai skiriasi tuo, kad pirmuoju atveju lygiai A laikomi sužadintų aktyvatoriaus atomų (A^+) lygiais, o antruoju — poliarizuotų, aktyvatoriaus atomų sutrikdytų gardelės vietų lygiais. 193 pav. pavaizduota energijos lygių schema galima išaiškinti daugelį fosforescencijos reiškinių. Nuotolis tarp D - ir L -lygių yra nedidelis, todėl, jau nušvietus infraraudonąja šviesa, galima sukelti kai kurių kristalinių fosforų fotolaidumą bei sustiprintą fosforescenciją, ypač žemoje temperatūroje. Šį reiškinį Lenardas pavadino *iššvyčiu*. Temperatūrai kylant, laidumo elektronų sąveika

su gardelės fononais stiprėja, todėl kristalinių fosforų fosforescencijos našumas sumažėja. Kristalinių fosforų fosforescencija plačiai naudojama įvairiose praktikos srityse (III d. § 75).

§ 106. KVANTINIAI GENERATORIAI IR STIPRINTUVAI

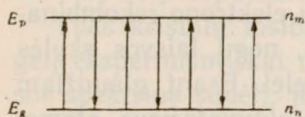
Elektrono energija atome, molekulėje bei kietame kūne kinta ne tolygiai, bet šuoliais — kvantais. Jos kitimą nusako Boro dažnumų postulatą, kuris išreiškiamas taip (20,11):

$$h\nu = h\nu_0 c = E_p - E_g; \quad (106,1)$$

čia E_p ir E_g yra atitinkamai sistemos pradinė bei galinė energija, ν — išspinduliuotos elektromagnetinės šviesos bangos dažnumas, ν_0 — jos bangų skaičius, h — Planko konstanta, c — šviesos greitis vakuume. Iš (106,1) gauname:

$$\nu = \frac{E_p - E_g}{h} \quad \text{ir} \quad \nu_0 = \frac{E_p - E_g}{hc}. \quad (106,2)$$

Elektronų energijos kvantavimu atomuose bei kietuosiuose kūnuose pagrįstas naujos rūšies — *kvantinių generatorių* bei *stiprintuvų* veikimas. Pirmieji tokie prietaisai buvo sukonstruoti



194 pav.

Taunso ir kitų 1954 m.; tais pat metais Basovas ir Prochorovas paskelbė jų veikimo teoriją.

Išskirkime iš atomo arba molekulės energijos lygių sistemos du greitus lygius E_p ir E_g , $E_p > E_g$ (194 pav.). Tegu sistema sudaryta iš n_n nesužadintų atomų, esančių žemesniame lygyje ir turinčių energiją E_g , ir n_m sužadintų atomų, esančių aukštesniame lygyje ir turinčių energiją E_p . Sužadintieji atomai virsta nesužadintais, išspinduliuodami savo energijos perteklių $E_p - E_g$ fotonais; pastarųjų dažnumas

$$\nu = \frac{E_p - E_g}{h}.$$

Tinkamai parinkę atomų energijos lygius E_p ir E_g , galime gauti monochromatinį spinduliavimą bet kurioje elektromagnetinių bangų spektro srityje: mikroradijo bangų, infraraudo-
nojoje, regimosios šviesos ir kt. Jis yra tuo stipresnis, kuo dau-

giau turime sužadintų atomų. Kiekviena sistema, būdama šiluminėje pusiausvyroje, visada spinduliuoja (III d. § 84). Tokių sistemos spinduliavimą vadiname *spontaniniu*. Tačiau sistemos spinduliavimą galime žymiai sustiprinti, paveikdami sistemą tam tikru veiksmu, pvz., atitinkamo dažnumo elektromagnetiniu lauku (apšvietus tam tikro bangos ilgio šviesa) ir pan. Taip sustiprintą spinduliavimą vadiname *indukciniu*. Sustiprintą indukcinį spinduliavimą gauname tik tada, kai sužadintų atomų skaičius n_m yra žymiai didesnis už nesužadintų n_n , sakome, kai sistema yra *neigiamų temperatūrų būvyje*.

Kad sistema nuolatos spinduliuotų, reikia atomus visą laiką žadinti. Paprastai tam tikromis sąlygomis nusistato stacionarinė pusiausvyra: kiek per 1 s esti atomų sužadinama, tiek pat jų pereina į nesužadintą būvį. Tada spinduliuojanti sistema yra šiluminėje pusiausvyroje. Ją galime nusakyti taip. Pažymėkime tikimybę, kad atomas absorbuos į jį krintantį fotoną, t. y. bus sužadintas, b_n ; jei krintančių fotonų srauto tankis yra Q_{mn} , tai iš viso nesužadintų atomų, esančių 1 cm³, skaičiaus n_n bus jų sužadinta $b_n n_n Q_{mn}$. Atomų spontaninio spinduliavimo tikimybę pažymėkime a_m , indukcinio — b_m ; tuomet iš visų n_m sužadintų atomų, jų $b_m n_m Q_{mn}$ spinduliuoja indukciškai ir pereina į nesužadintą būvį. Esant sistemai šiluminėje pusiausvyroje,

$$n_m(b_m Q_{mn} + a_m) = n_n b_n Q_{mn}. \quad (106,3)$$

Stipresnį indukcinį spinduliavimą turime tik tada, kai $n_m \gg n_n$. Tada abu (absorbcijos ir spinduliavimo) procesus galime taip išreikšti:

$$-\Delta I_\nu = h\nu Q_{mn}(n_n b_n - n_m b_m); \quad (106,4)$$

čia $h\nu$ yra išspinduliuotas elementariame spinduliavimo procese energijos kvantas, ΔI_ν — spinduliavimo stiprumas. Kadangi

$$Q_{mn} = \frac{I_\nu}{c} \quad (\text{čia } c \text{ yra šviesos sklaidimo greitis vakuume)}, \text{ tai}$$

$$-\Delta I_\nu = \frac{h\nu}{c} I_\nu (n_n b_n - n_m b_m). \quad (106,5)$$

Palyginę pastarąją lygtį su Bugerio absorbcijos dėsnį išreiš-

kiančia lygtimi $-\Delta I_\nu = k_\nu I_\nu$ (kai $\Delta x = 1$), gauname:

$$k_\nu = \frac{h\nu}{c} (n_n b_n - n_m b_m).$$

Kai $b_n = b_m$,

$$k_\nu = \frac{h\nu}{c} b_n n_n \left(1 - \frac{n_m}{n_n}\right). \quad (106,6)$$

Taikydami Bolcmano pasiskirstymo dėsnį, gauname:

$$\frac{n_m}{n_n} = e^{-\frac{(E_p - E_g)}{kT}} = e^{-\frac{h\nu}{kT}}.$$

Taigi

$$k_\nu = \frac{h\nu}{c} n_n b_n \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right). \quad (106,7)$$

Antrasis narys skliausteliuose yra mažas, kai temperatūra nėra labai aukšta. Todėl, esant šiluminei pusiausvyrai, visada $k_\nu > 0$. Absorbcijos koeficientas k_ν bus neigiamas, kai $n_m \gg n_n$. Tada sistema yra neigiamų temperatūrų būvyje; jos šiluminė pusiausvyra suardyta. Taikydami klasikinę Bolcmano statistiką, sužadintų atomų skaičių n_m galime išreikšti taip:

$$n_m = n_n e^{-\frac{E_p - E_g}{kT}}; \quad (106,8)$$

čia $e^{-\frac{E_p - E_g}{kT}}$ yra Bolcmano pasiskirstymo funkcija. Iš (106,8)

$$T = - \frac{E_p - E_g}{k \ln \frac{n_m}{n_n}}. \quad (106,9)$$

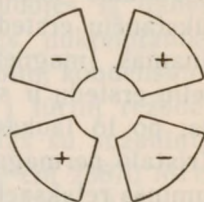
Kol $n_n > n_m$, T yra teigiama; kai $n_m = n_n$, T virsta begalybe; kai $n_m > n_n$, ji įgyja neigiamą reikšmę. Tada sistema pereina į neigiamų temperatūrų būvį.

Spinduliuojančios sistemos neigiamų temperatūrų būvį, t. y. sužadintų atomų didesnį perteklių, galime sudaryti įvairiais būdais.

Sužadintus atomus arba molekules galime atskirti nuo nesusužadintų, paveikę juos tam tikros konfigūracijos nevienalyčiu elektriniu lauku. Tokios konfigūracijos laukai susidaro ketur-

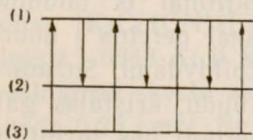
poliniuose (kvadrupoliniuose) kondensatoriuose (195 pav.). Pralėkdamos skersai tokį elektrinį lauką, sužadintos molekulės nukreipiamos į silpnescio, o nesužadintos — į stipresnio lauko sritį. Tačiau šiuo būdu gaunamas tik silpnas sužadintų molekulių srautas.

Stipresniems sužadintų molekulių srautams gauti naudojamas pagalbinio apšvietimo būdas. Kiekviena spinduliuojanti sistema turi visą eilę energijos lygių. Iš jų galime visada pasirinkti tokius, kad sužadinančio atomus spinduliavimo dažnumas skiriasi nuo stiprinamojo spinduliavimo (signal) dažnumo. Tuomet atomai arba molekulės apšviečiami tam tikro bangos ilgio, kuris atitinka jų optinio perėjimo dažnumą, poliarizuota šviesa. Poliarizuotos šviesos absorbcija bei nepoliarizuotas spontaninis spinduliavimas gali pakeisti energijos lygių užpildymą. Aukštesnieji lygiai gali būti daugiau užpildyti, kaip žemesnieji. Toks sužadintų atomų pertekliaus sudarymo būdas dažnai vadinamas *optiniu*.



195 pav.

Molekulėms sužadinti parenkami trys tinkami energijos lygiai (196 pav.). Nuotolis tarp lygių 1 ir 2 yra toks, kad juos atitinkantis dažnumas ν_{12} yra lygus stiprinamojo spinduliavimo (signal) dažnumui; perėjimai tarp lygių 1 ir 3 atitinka sužadinančio spinduliavimo dažnumą ν_{13} . Paprastai atitinkamo ilgio šviesos banga apšvietus, lygiai 1 ir 3 užpildomi vienodai. Tada lygis 1 yra žymiai gausiau užpildytas už lygį 2. Paveikus siste-



196 pav.

mą stiprinamuoju ν_{12} arba ν_{23} dažnumo spinduliavimu (signalu), sukeliamas stiprus indukcinis spinduliavimas. Teorija nurodo, kad, stiprinant ν_{12} dažnumo spinduliavimą, didesniame stiprinimui gauti ν_{12} turi būti didesnis už $\frac{1}{2} \nu_{13}$.

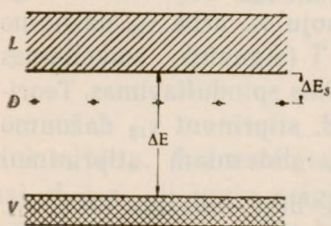
o stiprinant dažnumo ν_{23} spinduliavimą, — mažesnis už $\frac{1}{2} \nu_{13}$.

Kai sistemą veikia dažnumo ν_{mn} impulsinis spinduliavimas, tai žemesnio energijos lygio atomai arba molekulės, absorbavę spinduliavimą, pereina į aukštesnį lygį ir spinduliuodami grįžta. Tokiu impulsiniu spinduliavimu galima suardyti sistemos šiluminę pusiausvyrą ir sukelti indukcinį spinduliavimą. Pilnai

energijos lygių užpildymo inversijai reikia, kad impulso trukmė būtų žymiai trumpesnė už sistemos relaksacijos (grįžimo į pradinį būvį) trukmę, nes tik tada didesnė sunaudotos lygių užpildymo inversijai sukelti energijos dalis bus išspinduliuota, kaip stiprinantis indukcinis spinduliavimas.

Iš kitų sužadinimo būdų reikia dar paminėti staigios magnetinio lauko inversijos būdą, naudojamą paramagnetiniams kristalams sužadinti. Kristalas padedamas į stiprų (kelių tūkstančių erstedų) pastovų magnetinį lauką, kur jis įmagnetinamas. Įmagnetinus kristalą, laukas greitai susilpninamas iki kelių erstedų ir staigiai (per 1 mūs laiką) pakeičiama jo kryptis; po to laukas vėl sustiprinamas iki pirminio jo stiprumo. Kristalo permagnetinimas neturi užtrukti ilgiau už kristalo šiluminės relaksacijos trukmę. Staigiai permagnetinta sistema atsiduria neigiamų absoliutinių temperatūrų būvyje, nes atomų sukiniai nespėja persiorientuoti. Ji generuoja bei stiprina, kol šiluminė relaksacija atstato šiluminę pusiausvyrą. Pagaliau gali susidaryti spinduliuojančios sistemos nepastovi šiluminė pusiausvyrą, inertinėms dujoms (neonui ir kt.) bei jų mišiniams išsielektrinant.

Paprasčiausias kvantinis generatorius ir stiprintuvas yra 2 lygių kristalinis kūnas. Šios rūšies generatoriams naudojami kristalai su donorine priemaiša (197 pav.): SiO_2 bei MgO kristalai su priemaišiniiais F -centrais (su elektronais vietoj gardelės neigiamų jonų). Jie sužadinami impulsine inversija arba



197 pav.

staigiai apgręžiant magnetinį lauką. Tada elektronai iš laidumo juostos griūtiškai pereina į donorinį lygį, jį užpildydami. Sužadintas pirmuoju būdu, kristalas gali stiprinti ir generuoti, nes, turint inversiją, indukcinio spinduliavimo procesas yra daug tikimesnis už absorbcijos procesą. Sudarius kristalo lygių užpildymo inversiją,

kristalą grąžina į šiluminės pusiausvyros būvį 3 procesai: indukcinis spinduliavimas, sudaręs sustiprintą išėjimo signalą, sukininė gardelės relaksacija ir spontaninis spinduliavimas. Pastarasis nėra koherentinis ir sudaro triukšmų šaltinį. Šios

rūšies stiprintuvai veikia tik impulsiniame režime; jų atsistatymo trukmė yra ilga, palyginus su veikimo trukme.

Dviejų lygių generatoriai spinduliuoja arba stiprina mikroradijo (milimetrines bei submilimetrines) bangas. Šio diapazono kvantiniai radijo stiprintuvai ir generatoriai vadinami *mazeriais*.

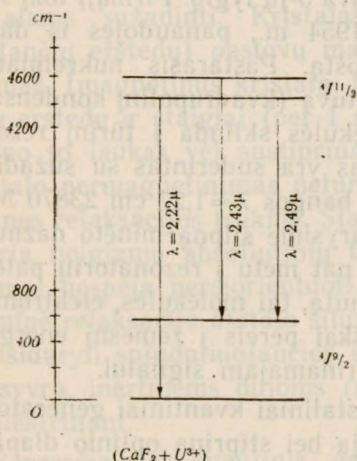
Nuolatinio veikimo mazeriai yra 3-jų lygių. Pirmąjį tokį stiprintuvą sukonstravo Taunsas 1954 m., panaudojęs iš dalies sužadintų NH_3 molekulių pluoštą. Pastarasis nukreipiamas į elektrostatinį molekulių skirstytuvą (kvadrupolinį kondensatorių). Atskirtos sužadintos molekulės sklinda į tūrinį rezonatorių, kurio svyravimų dažnumas yra suderintas su sužadintų NH_3 molekulių spinduliuojamos bangos $\lambda = 1,27$ cm 23870 MHz dažnumu. Jei rezonatoriuje sudarysime silpną minėto dažnumo elektromagnetinį signalą ir tuo pat metu į rezonatorių paleisime sužadintų NH_3 molekulių srautą, tai molekulės, elektromagnetinio lauko veikiamos, griūtiškai pereis į žemesnį energijos lygį, atiduodamos energiją stiprinamajam signalui.

Vėliau buvo sukonstruoti kristaliniai kvantiniai generatoriai ir stiprintuvai, kurie spinduliuoja bei stiprina optinio diapazono bangas. Spinduliuojantieji bei stiprinantieji regimosios šviesos bangas kvantiniai generatoriai vadinami *lazeriais*, o infraraudonąsias — *irazeriais*. Pagrindinė tokių kvantinių generatorių dalis yra kristalinė medžiaga, kuri dedama į rezonatorių ir sužadinama skirtingo dažnumo kaip stiprinamasis dažnumas spinduliavimo. 3-jų lygių lazeriuose dažniausiai naudojamas rubinas $[\text{K}_3\text{Cr}(\text{CN})_6]$. Jo spinduliuojamos spektro linijos bangos ilgis $\lambda = 6943$ Å; ji švyti raudonoje spektro srityje. Kristalas atvėsinamas skysto azoto garuose iki -165°C . Generacijos plotis siekia $0,25\text{ cm}^{-1}$. Be to, naudojami Al_2O_3 kristalai su Cr^{3+} priemaiša, kurios koncentracija siekia $0,05\%$; kalcio dihidrofosfato $[\text{Ca}(\text{H}_2\text{PO}_4)_2]$ bei amonio dihidrofosfato $[\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4]$, gadolinio etilsulfato ir kitų medžiagų kristalai.

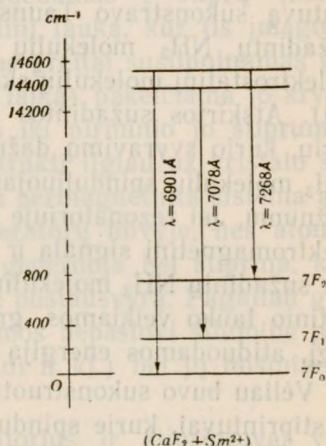
Be 3-jų lygių kvantinių generatorių, šiuo laiku tiriami 4-ių lygių — kalcio fluorito, aktyvuoto uranu ($\text{CaF}_2 + \text{U}^{3+}$) ir aktyvuoto samariu ($\text{CaF}_2 + \text{Sm}^{2+}$), kvantiniai generatoriai. Pirmasis kvantinis generatorius yra irazeris. Jo energijos lygių schema bei infraraudonųjų spindulių bangų ilgiai nurodomi 198 pav.;

antrasis yra lazeris; jo energijos lygių schema pavaizduota 199 pav.

Kvantiniai generatoriai ir stiprintuvai pasižymi labai dideliu stabilumu. Pvz., NH_3 mazerio stabilumas yra maždaug 10^{-12} Hz eilės, todėl jis naudojamas kaip laiko trukmės etalonas ir gali pakeisti ir tiksliausius astronominius laiko matavimo



198 pav.



199 pav.

prietaisus. Be to, kvantiniuose generatoriuose beveik nesukeliami jokie triukšmai, todėl tuos generatorius galima naudoti labai silpniems (pvz., kosminių laivų, raketų ir pan.) signalams sustiprinti. Paprastai jie vartojami tik pirmuose stiprinimo laipsniuose.

Kvantiniais generatoriais ir stiprintuvais (lazeriais) šviesos bangos panaudojamos informacijai perduoti, ryšiui tarp planetų bei žvaigždžių palaikyti. Parinkus medžiagą su pakankamai artimais energijos lygiais, galima gauti visai monochromatinį spindulių pluoštelį ir jį nukreipti reikiama linkme. Toks šviesos pluoštelis sklinda erdvėje beveik neišsiskleisdamas. Pvz., nukreiptas į Mėnulį, 1 cm^2 skerspiūvio ploto spindulių pluoštelis pasiektų jį ir jo nušviesto Mėnulio paviršiuje skritulio skersmuo būtų tik 3 km dydžio. Panaudojus lazerių spinduliuojamos šviesos slėgimą, būtų galima valdyti dirbtinius Žemės palydovus, raketas ir pan. Lazerių spinduliuojamos šviesos bangos yra

koherentinės ir monochromatinės; todėl spindulyje galime sukaupti labai didelę energiją ir jame sudaryti labai didelį šviesos slėgimą. Tokiu šviesos spinduliu būtų galima piaustyti ir skaldyti tvirčiausias uolienas, įsiskverbti į Žemės gelmes, paveikti procesus gyvajame organizme. Tokių spindulių efektyvioji temperatūra siektų $(10^{15} \div 10^{25})^\circ\text{K}$. Tūkstančiai saulių būtų sukaupę ta lazerio kristale, nors pats kristalas būtų šaltas.

Uždaviniai

1. Gryno germanio ilgųjų bangų absorbcijos juostos briauna yra ties $\lambda = 1,9 \mu$. Reikia įvertinti germanio draudžiamosios juostos energijos plotį [Ats. 0,65 eV]

2. Deguonies-cezio fotokatodo donorinių priemaišų aktyvacijos energija yra 0,7 eV, fotoefekto raudonoji riba labai žemoje temperatūroje atitinka bangos ilgį $\lambda \approx 1,2 \mu$ ir fotosrovė staigiai stiprėja ties maksimumais, atitinkančiais $\lambda \approx 5\,000$ ir $\lambda \approx 3\,000 \text{ \AA}$. Reikia nubrėžti katodo energijos lygių schemą. [Ats. $-0,3$; $-1,0$; $-2,5$ ir $-4,1$ eV]

3. *p*-puslaidininkio plokštelė padėta į $H = 5\,000$ Oe stiprumo vienalytį magnetinį lauką. Plokštelės galuose sudarius įtampą $U_1 = 0,5$ V, susidaro Holo potencialų skirtumas $U_2 = 5$ mV. Plokštelės ilgis $l = 3$ cm, jos plotis $d = 1$ cm; puslaidininkio specifinė varža $\rho = 0,3 \Omega \text{ cm}$. Reikia apskaičiuoti puslaidininkio krūvio nešėjų koncentraciją ir judrumą. [Ats. $n = 4,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $b = 510 \text{ cm}^2/\text{Vs}$]

4. Reikia apskaičiuoti ir palyginti laidumo elektronų koncentracijas, esant temperatūrai $T = 300^\circ\text{K}$: a) tikrojo puslaidininkio, kurio draudžiamosios energijos juostos plotis yra 1 eV ir b) priemaišinio *n*-puslaidininkio, kurio priemaišinių atomų aktyvacija lygi 0,2 eV. [Ats. a) $7,7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$; b) $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$]

LITERATURA

- Э. В. Шпольский. Атомная физика, т. I. Введение в атомную физику. Государственное издательство физико-математической литературы, Москва, 1963.
- Л. Н. Добрецов. Атомная физика. Государственное издательство физико-математической литературы, Москва, 1960.
- М. И. Корсунский. Оптика. Строение атома. Атомное ядро. Государственное издательство физико-математической литературы, Москва, 1962.
- М. А. Блохин. Физика рентгеновских лучей. Государственное издательство технико-теоретической литературы, Москва, 1953.
- Н. А. Добротин. Космические лучи. Государственное издательство технико-теоретической литературы, Москва, 1954.
- К. Н. Мухин. Введение в ядерную физику. Государственное издательство литературы по атомной науке и технике государственного комитета по использованию атомной энергии СССР, Москва, 1963.
- А. Джекобс, Д. Клайн, Ф. Гелик. Основы ядерной физики. Государственное издательство литературы в области атомной науки и техники, Москва, 1962.
- А. Ф. Иоффе. Физика полупроводников. Издательство Академии наук СССР, Москва—Ленинград, 1957.
- Grinsehl. Lehrbuch der Physik, Band IV. Struktur der Materie. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1959.
- W. Finkelburg. Einführung in die Atomphysik. Springer-Verlag, Berlin, 1958.
- E. Bloch. L'ancienne et la nouvelle théorie des quanta. Librairie scientifique Hermann et Cie, Paris, 1930.
- P. Brazdžiūnas. Naujoji fizika. Spinduliavimas ir materija. Vilniaus universiteto Matematikos-gamtos fakulteto leidinys. Vilnius, 1941 m.

DALYKŲ RODYKLĖ

A

absorbcija	271
absorbcijos juosta	58
„ koeficientas	58
„ spektras	41
akceptorinis lygis	403
aktyvacijos energija	379, 402
aktyvatorius	415
akustiniai svyravimai	382
α (alfa)-dalelė	178
„ -skilimas	260
„ -spinduliai	179
anihiliacija	202, 231
antiatomas	334
antidalelė	198, 331
antihiperonas	332
antimedžiaga	334
antineutrinai	247, 263
antiprotonas	331
antrinė elektroninė emisija	408
apgręžimo taisyklė	108
Astono izotopų pasiskirstymo taisyklė	258
Astono masių spektrografas	32
atomas	23
atominė masė	23
„ energija	290
„ molekulė	341
atominis energijos vienetas	251
„ atominis numeris	29
„ reaktorius	290

atominis spektras	40
„ svoris	23
atomistika	3
atomo branduolys	233
atomų skaldymas	191
atrankos taisyklės	82, 107, 360, 354
aukščio efektas	313
autofazavimas	216
Avogadro dėsnis	24
azimutinis kvantinis skaičius (n_φ)	79

B

Balmerio spektrinė formulė	42
„ spektro linijų serija	42, 73
bangų dalelė	155
bangų rezonansas	373
barnas (10^{-24} cm ²)	229
barometrinis efektas	314
bėgančios bangos greitintuvas	216
bendras gimimas	327
bendroji kvantinė sąlyga	76
β (beta)-dalelė	178
„ -skilimas	262, 333
„ -spinduliai	181
betatronas	218
Boro magnetonas	22, 126
„ postulatai	69
Bozės ir Einšteino statistika	203
branduolinė jėga	202
„ reakcija	274

branduolinės jėgos valentingumas	244
branduolys	233, 254, 268, 274
branduolio dalijimasis	193, 275
„ modelis	248, 250
„ skilimas	260
„ stabilumas	256
„ ryšio energija	251
Brego ir Pirso dėsnis	58
Briliueno juosta (zona)	392
Bolcmano statistika	396
bozonas	203

C

charakteringasis spektras	52, 115
ciklotronas	217

Č

Čerenkovo skaitiklis	212
----------------------	-----

D

dalelių lyginumas	239
„ pora	202
daugialypumas (multipletumas)	105
dažnumų postulatas	72
defektas	378
δ (delta)-elektronas	182, 224
dengiamoji konstanta	96, 54
deuteris (H_2^2)	30
deutonas (d)	245
dipolinis spinduliavimas	269
Dirako elektromagnetinė sąveika	202
dirbtinis radioaktyvumas	193
dislokacija	380
disociacija	366
disociacijos energija	366
donorinis lygis	403
draudžiamosios energijos juosta (zona)	388
dviejų kondensatorių būdas	15

E

efektyvi masė	386, 391
efektyvusis branduolio krūvis	95
efektyvusis sąveikos skerspjūvis	153
eilinis spektras	160
eksitonas	306
ekvivalentinis svoris	23
elektronas (e^-)	20
elektroninė emisija	406
elektronų difrakcija	155
„ konfigūracija	120
„ sinchrotronas	219
„ skaitiklis	210
„ sluoksnis	94
elektronvoltas (eV)	11
elementarioji dalelė	196
emisijos spektras	41
emulsinė kamera	206
energijos juosta (zona)	388
„ neapibrėžtumas	272

F

fazinė banga	156
fermijonas	203
Fermio amžius	295
„ energijos lygis	398
„ skilimo procesas	202
Fermio ir Dirako statistika	396
fluorescencija	415
fononas	383
Fortra diagrama	361
fosforas	415
fosforescencija	415
fotodisociacija	367
fotoefektas	227
fotolaidumas	414
fotonas ($h\nu$)	197
fototranzistorius	413
Franko ir Herco tyrimas	141
Franko ir Kondono principas	356
Frenkelio defektas	379

G

γ (gama)-spinduliai	183, 266
gardelės defektai	378
„ svyravimai	381
Geigerio ir Miulerio elekt- ronų skaitiklis	210
geomagnetinis efektas	314
giromagnetinis santykis	236
grandininė reakcija	286
greitieji neutronai	229
greitintuvai	215
grūtinis diodas	411
grupinis spektras	359

H

hiperbranduolys	328
hiperonas	328
hipersmulkioji struktūra	138
Holo efektas	401
Holo konstanta	401
Hundo taisyklė	107

I

ideali gardelė	378
„ molekulė	343
idealusis kristalas	377
indukcinis spinduliavimas	419
interkombinacinė spektro linija	112
interkombinaciniai perėjimai	112
irazeris	423
išorinis fotoefektas	407
išsigimęs būvis	399
išsigimusi sistema	84, 399
iššvytis	417
ištisinis spektras	51
izobaras	256
izobarų dėsniai	257, 258
izomeras	269
izomerija	269
izotopas	30
izotopija	29

izotopijos efektas	138, 363
izotopinis invariantiškumas	246

J

(jj)-ryšys	101
Jofės tyrimas	405
joninė molekulė	342
joninis kristalas	380
„ ryšys	370
jonizacijos energija	143
„ kamera	210
„ metodas	210
„ potencialas	143
juostinis spektras	50
juostų sistemos briaunų schema	358
Jukavos branduolinė sąveika	202

K

K-mezonai	327
K-pagavimas	265
K-spektro linijų serija	52
K-elektronų sluoksnis	97
karštieji elektronai	406
katodiniai spinduliai	20, 60
keistosios dalelės	325, 329
keistumas	330
kibirkštinė kamera	206
kibirkštinis spektras	41
kietasis lygintuvas	411
kietieji spinduliai	316
kiuris (C)	308
koincidencijos būdas	212
kombinuotas laukas	8
Komptono efektas	226
kondensacinė kamera	205
kontaktiniai reiškiniai	409
korespondencijos principas	149
kosminiai spinduliai	312, 315, 316
kosminių spindulių būrys	316
„ „ teleskopas	213
kosmotronas	222
kristalas	376, 380, 381

kristalinė gardelė	378	mechaninė sąlyga	69
kristalinis fosforas	416	Mesbauerio efektas	272
„ skaitiklis	211	metastabilinis atomas	115
„ triodas	412	„ būvis	114
kritinė įtampa	56	mezatomas	336
kvadrupolinis spinduliavimas	267	mezonas	320, 331
kvadrupolis	148	μ -mezonas (mionas)	319
kvantavimas erdvėje	87	molekulė	24, 361, 368
kvantinė sąlyga	70	molekulės susidarymas	367
kvantinis generatorius	418	molekulinis kristalas	361
„ skaičius	98	„ spektras	48
„ stiprintuvas	418	„ svoris	24
kvazikristalas	378	Mozlio dėsnis	54
		multipletas	104

L

laidumo juosta (zona)	389
„ mechanizmas	387, 404
Laimano serija	44, 73
Landės faktorius (daugiklis)	128
„ tarpų taisyklės	108
lanko spektras	41
Larmoro precesija	132
lazeris	423
leptonai	321
lėtieji neutronai	229
lyginumas	239
liktinių spindulių metodas	384
L spektro serija	53, 116
(LS)-ryšys	100
L-sluoksnis	116
luminescencija	415

M

magnetinis kvantinis skaičius	90, 129
magnetinė kvantinė anomalija	127
magnetinis momentas	128
masės absorbcijos koeficientas	59
„ defektas	251, 242
„ skaičius	233
masių filtras	35
masių spektrografas	32–34
mazeris	423

N

neapibrėžtumo nelygybė	171
neigiamos temperatūros būvis	419
neutrinas (ν)	333
n -puslaidininkis	403
n - p riba	411
neutronas (n)	285
neutronų dauginimosi koefi-	
cientas	290
neutronų išbarstymas	228
nuklonas	241, 243
nuklonų sąveika	245
nulinio taško energija	161

O

optiniai svyravimai	383
optinis sužadinimas	390
ortohelis	112
ortovandenilis	365

P

pagrindinė spektro linija	49
pagrindinis kvantinis skai-	
čius	42, 46, 70
pagrindinis terminas	124

stacionariųjų orbitų postulas	70
storsluoksnių fotoploksčelių	
metodas	206
struktūrai jautrios savybės	380
struktūrai nejautrios savybės	380
susiduriančių elektronų pluoštų	
metodas	221
susilpninimo koeficientas	304

S

šalutinis kvantinis skaičius	79
šiluminis neutronas	229
Sotkio defektas	379
Šredingerio lygtis	156
Starko efektas	136
Sterno ir Gerlacho tyrimas	90
Svytėjimo centrai	415

T

takų metodas	204
tarpmazginis jonas	379
terminis sužadınimas	367, 390
termo daugialypumas	105
termobranduolinė reakcija	298
tiesinis greitintuvas	216
tikimybės tankis	168
tikrasis puslaidininkis	402
tranzistorius	402
tunelinis diodas	411

tunelinis efektas	261
tuščias mazgas	378

V

valentinė juosta (zona)	389
valentinis ryšys	372
valentingumas	23, 244
vandervalsinė molekulė	368
vibracijos spektras	352
V-dalelės	326
vidinė elektronų konversija	267
vidinis fotoefektas	414
„ kvantinis skaičius	89
vidutinis pusamžis	186
vietinis (lokalinis) lygis	403

U

unipoliarinis laidumas	411
užtveriamasis sluoksnis	410

Z

Zėmano efektas	130
----------------	-----

Z

žiedinis greitintuvas	216
žvaigždės	321

TURINYS

IVADAS

Mokslas apie atomą raidos trumpa apžvalga

ELEKTRINGŲ DALELIŲ JUDEJIMAS JEGŲ LAUKE

I skyrius. Elektringų dalelių judėjimas magnetiniame ir elektriniame lauke

§ 1. Elektringų dalelių judėjimas kombinuotame lauke	8
§ 2. Elektringų dalelių nuokrypis magnetiniame lauke	9
§ 3. Elektringų dalelių nuokrypis elektriniame lauke	10
§ 4. Elektringų dalelių pluošto monochromatizavimas ir fokusavimas	12
§ 5. Elektringų dalelių specifinio krūvio matavimas	14

ATOMINĖ FIZIKA

II skyrius. Elektronas, atomas, molekulė. Cheminiai elementai

§ 6. Elektronas, jo specifinis krūvis ir masė	20
§ 7. Atomas. Atominis svoris	23
§ 8. Molekulė. Molekulinis svoris	24
§ 9. Mendeleejevo periodinė cheminių elementų sistema	26
§ 10. Cheminių elementų izotopija	29
§ 11. Izotopų radimo būdai	31
§ 12. Izotopų atskyrimo būdai	35

III skyrius. Spektrai

§ 13. Spektrų tyrimo būdai	38
§ 14. Atominiai spektrai	40
§ 15. Vandensilio (H) ir helio jono (He^+) spektras. Balmerio formulė	42
§ 16. Sunkesniųjų atomų linijiniai spektrai	45
§ 17. Molekuliniai spektrai	48
§ 18. Rentgeno spindulių spektrai	51

IV skyrius. Vandenilio atomo struktūra

§ 19. α -dalelių išbarstymas. Rezerfordo formulė	62
§ 20. Rezerfordo ir Boro vandenilio atomo modelis	68
§ 21. Bendroji kvantinė sąlyga	75
§ 22. Elipsinės orbitos	77
§ 23. Spektro linijų smulkioji struktūra	82
§ 24. Kvantavimas erdvėje	87
§ 25. Sterno ir Gerlacho tyrimas	90

V skyrius. Sunkesniųjų atomų struktūra

§ 26. Elektroniniai sluoksniai	94
§ 27. Elektrono kvantiniai skaičiai	98
§ 28. Daugelio elektronų atomas. Atstojamieji kvantiniai skaičiai	100
§ 29. Spektro linijų termų simbolika ir jos ryšiai su kvantiniais skaičiais	103
§ 30. Šarminių ir žemės šarminių metalų spektro linijų termų smulkioji struktūra	108
§ 31. Vandenilio atomų termų smulkioji struktūra	110
§ 32. Interkombinaciniai perėjimai. Parahelis ir ortohelis	112
§ 33. Metastabilūs būviai	114
§ 34. Rentgeno spindulių charakteringojo spektro kilmė ir pobūdis ..	115
§ 35. Paulio draudimo principas ir periodinė elementų sistema	118

VI skyrius. Atomų magnetinės ypatybės

§ 36. Atomų magnetinis momentas. Boro magnetonas	126
§ 37. Žemano efektas, jo kvantinė teorija	130
§ 38. Starko efektas	136
§ 39. Atomo spektro linijų hipersmulkioji struktūra	137

VII skyrius. Korepondencijos principas

§ 40. Elektronų smūginis sužadinimas. Franko ir Herco tyrimas	141
§ 41. Klasikinės spinduliavimo teorijos bruožai	146
§ 42. Korepondencijos principas	149

VIII skyrius. Kvantinės mechanikos bruožai

§ 43. Elektronų išbarstymas dujose. Ramzauerio tyrimas	152
§ 44. Fazinių bangų sklaidimas. Sredingerio lygtis	155
§ 45. Kvantinės mechanikos taikymas osciliatoriui ir rotatoriui	159
§ 46. Vandenilio atomas	163
§ 47. ψ -funkcijos interpretacija	165
§ 48. Neapibrėžtumo nelygybė	171

BRANDUOLINĖ FIZIKA

IX skyrius. Natūralus ir dirbtinis radioaktyvumas

§ 49. Radioaktyviųjų medžiagų spinduliavimas	178
§ 50. Radioaktyviųjų elementų skilimo dėsniai	184
§ 51. Radioaktyviųjų elementų šeimos. Poslinkio dėsnis	188
§ 52. Atomų skaldymas	191
§ 53. Dirbtinis radioaktyvumas	193

X skyrius. Elementariosios dalelės

§ 54. Elementariųjų dalelių pagrindinės ypatybės	196
§ 55. Elementariųjų dalelių tyrimo būdai	204
§ 56. Elementariųjų dalelių pagreitinimo būdai	214
§ 57. Elementariųjų dalelių sklaidymas medžiagoje	222

XI skyrius. Atomo branduolys

§ 58. Pagrindiniai atomo branduolio dydžiai	233
§ 59. Atomo branduolio sudėtis	239
§ 60. Branduolio ryšio energija	250
§ 60. Branduolių stabilumas	256

XII skyrius. Atomų branduolių skilimas

§ 62. Branduolių α -skilimas. Tunelinis efektas	260
§ 63. Branduolių β -skilimas. Neutrinas. K -pagavimas	262
§ 64. Sužadinti branduoliai; jų γ -spinduliavimas	266
§ 65. Branduolinės reakcijos ir jų rūšys	274
§ 66. Neutronų sukeltos branduolinės reakcijos	279
§ 67. Branduolių dalijimasis	280
§ 68. Grandininė branduolių reakcija	286
§ 69. Atominiai reaktoriai. Atominė energija	290
§ 70. Termobranduolinės reakcijos	298
§ 71. Branduolinio spinduliavimo stiprumas; apsaugos būdai	303
§ 72. Radioizotopų taikymas	307

KOSMINIŲ SPINDULIŲ FIZIKA

XIII skyrius. Kosminiai spinduliai

§ 73. Aukščio ir geomagnetinis kosminių spindulių efektas	312
§ 74. Kosminių spindulių būriai	316
§ 75. Kietieji kosminiai spinduliai. μ -mezonai	319
§ 76. Žvaigždės. π -mezonai	321
§ 77. Keistosios dalelės	325
§ 78. Antidalelės, antimedžiaga	331
§ 79. Mezatomai	336
§ 80. Pirminio kosminio spinduliavimo prigimtis	336

MOLEKULINIAI SPEKTRAI

XIV skyrius. Dviatomių molekulių spektrai

§ 81. Molekulių tyrimo metodai	341
§ 82. Dviatomių molekulių elektroninių termų žymėjimas	346
§ 83. Dviatomės molekulės rotacijos spektras	350
§ 84. Molekulės vibracijos spektras	352
§ 85. Molekulės rotacijos-vibracijos spektras	355
§ 86. Elektroniniai perėjimai molekulėse. Franko ir Kondono principas	356
§ 87. Normalios elektroninės juostos rotacinė struktūra	360
§ 88. Izotopijos efektas molekuliniuose spektruose	363
§ 89. Branduolių sukinio momentų įtaka. Dujų molinė šiluma	364
§ 90. Dviatomių molekulių disociacija ir susidarymas	366
§ 91. Atomų ryšio jėgos molekulėje	369

KIETŲJŲ KŪNŲ FIZIKA

XV skyrius. Idealieji ir realieji kristalai

§ 92. Kūnų kristalinė struktūra	377
§ 93. Ideali ir reali kristalinė gardelė. Gardelės defektai	378
§ 94. Kristalo gardelės svyravimai	381
§ 95. Elektroniniai procesai kietuosiuose kūnuose ir jų ryšys su tų kūnų elektrinėmis ir optinėmis ypatybėmis	384
§ 96. Skylė, eksitonas, poliaronas. Elektronų spąstai	385
§ 97. Kietojo kūno energijos juostos	388
§ 98. Energijos juostų kilmė. Briljueno zonos	390
§ 99. Elektrinės kristalų ypatybės ir jų energijos spektro struktūra ..	394
§ 100. Elektronų kvantinės statistikos pagrindai	396
§ 101. Kietųjų kūnų elektrinis laidumas. Holo efektas	400

XVI skyrius. Puslaidininkių pagrindinės savybės ir jų panaudojimas

§ 102. Puslaidininkiai; jų elektrinis laidumas	402
§ 103. Puslaidininkių elektroninė emisija	406
§ 104. Puslaidininkių kontaktiniai reiškiniai	409
§ 105. Puslaidininkių fotolaidumas ir jų fosforescencija	414
§ 106. Kvantiniai generatoriai ir stiprintuvai	418
Literatūra	426
Dalykų rodyklė	427

Б р а з д ж ю н а с Повилас, Повило

ОБЩАЯ ФИЗИКА

IV ЧАСТЬ

На литовском языке

Издательство «Минтис» Литовской ССР, 1965 г.

Redaktorė *D. Mėlynienė*

Viršelis dail. *J. Klimanskio*

Techn. redaktorius *St. Lukoševičius*

Korektorė *M. Lomsargienė*

Leidiny's Nr. 8272. (2-3) Tiražas 5000 egz.

Pasirašyta spausdinti 1965.VIII.23. LV 11219.

Popierius 60×90/16=13,75 pop. lapo, 27,5 sp. lanko.

24,5l apsk. leid. lanko.

Kaina Rb. 0,89.

Spausdino Valst. „Pergalės“ sp. Vilniuje, Latakų 6.

Užsak. Nr. 722.